

La Constitution et la Composition de L'atmosphère Supérieure

Marcel Nicolet

*Directeur du Centre National de Recherches
de l'Espace, Uccle-Bruxelles 18*

1. Introduction Générale

1. Introduction

L'étude des atmosphères planétaires, et en particulier celle de l'atmosphère terrestre, doit commencer par l'examen de propriétés élémentaires basées sur l'équation des gaz parfaits et sur l'équation de l'hydrostatique. Il convient, en effet, d'avoir une connaissance de certains paramètres physiques que l'on peut aisément mesurer avant de vouloir tenter de donner une explication de phénomènes dynamiques ou de rechercher le comportement de particules chargées soumises à un champ magnétique. Une représentation physique des phénomènes atmosphériques ne peut être obtenue si l'on ne connaît pas la composition chimique de l'atmosphère. La structure de l'atmosphère doit être connue avec une certaine précision si l'on désire déterminer l'action du rayonnement solaire sous ses diverses formes. En tout cas, il n'est pas possible de séparer les actions du milieu atmosphérique de celles du milieu interplanétaire si l'on désire comprendre les réactions variables d'un milieu gazeux placé dans un champ magnétique et soumis au rayonnement solaire. C'est pourquoi nous allons décrire tout d'abord l'atmosphère supérieure en utilisant les paramètres physiques que nous a fournis l'observation. Ensuite, nous pourrons déduire quelques conclusions basées sur des processus physiques devant apparaître dans une telle atmosphère, en particulier la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur et la conduction de la chaleur dans un gaz à faible densité. En outre, nous utiliserons les variations de la source d'énergie qu'est le soleil afin de fixer les conditions intervenant à la fois dans le comportement de l'atmosphère ionisée et dans le chauffage de toute l'atmosphère supérieure. Finalement, nous pourrons conclure en montrant comment chaque constituant joue son rôle propre dans la structure de l'atmosphère entre 100 km et 3000 km.

2. La densité atmosphérique

Le paramètre que l'on doit utiliser en premier lieu est la densité atmosphérique parce qu'on possède aujourd'hui des données d'observation jusqu'à des altitudes de l'ordre de 1500 km, grâce à l'analyse de la variation de la période de rotation des satellites artificiels. On sait, en effet, qu'il est possible de déduire du mouvement des satellites la densité atmosphérique au voisinage du périégée.

Même si l'on adopte des valeurs moyennes très grossières de la densité, on se rend compte que l'atmosphère supérieure est très différente de l'atmosphère inférieure. Ainsi, en considérant la diminution de la densité à partir du niveau du sol jusqu'à 100 km, on voit qu'au sommet de la couche représentant les premiers 100 km, la densité est réduite à un millionième. En d'autres termes, la densité

passé d'environ 10^{-3} gm cm $^{-3}$ à 10^{-9} gm cm $^{-3}$. Si nous prenons les altitudes successives:

150 km	400 km	700 km	1500 km,
10^{-12}	10^{-14}	10^{-16}	10^{-18} gm cm $^{-3}$

nous trouvons les valeurs approximatives de la densité:

Il apparaît immédiatement que la densité au-delà de 150 km diminue lentement avec l'altitude. Il n'y a qu'une différence d'un facteur de l'ordre de 100 entre 150 km et 400 km et ce facteur s'adapte à une couche de 800 km, au voisinage de 1000 km.

Afin d'expliquer une telle extension de l'atmosphère vers les hautes altitudes, il suffit de considérer l'équation de l'hydrostatique donnant la valeur de la densité ρ

$$\rho = - \frac{1}{g} \frac{dp}{dz} \quad (1.1)$$

où p est la pression à l'altitude z et g est l'accélération de la pesanteur.

La loi d'un gaz parfait donne la valeur de la pression p

$$p = nkT \quad (1.2)$$

en fonction de la température T et de la concentration n . La constante de proportionnalité k est la constante de Boltzmann, si n est exprimé en cm $^{-3}$ et T en °K.

Les équations (1.1) et (1.2) conduisent ainsi à la formule générale

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} - \frac{dm}{m} = - \frac{dz}{kT/mg} \quad (1.3)$$

car

$$\rho = nm \quad (1.4)$$

si m est la masse moléculaire moyenne.

L'application de la formule (1.3) à des couches isothermes indique immédiatement qu'une température de 273°K fait diminuer la densité jusqu'à 10^{-6} de sa valeur à la base si l'épaisseur de la couche est de quelque 110 km. Il est donc évident que des diminutions de l'ordre de 10^{-2} pour des épaisseurs de plusieurs centaines de km requièrent des températures de l'ordre de ou supérieures à 1500°K. Mais, aux plus hautes altitudes, un autre effet s'ajoute à celui de la température, c'est celui de la diminution de la masse moléculaire. A titre d'exemple, si l'on admet a priori une atmosphère d'oxygène atomique à 700 km (c'est-à-dire $M = 16$ au lieu de $M = 29$, masse moléculaire de l'air), la densité de 10^{-16} gm cm $^{-3}$ correspond à une concentration de 4×10^6 atomes d'oxygène cm $^{-3}$. Une densité de 10^{-18} gm cm $^{-3}$ à 1500 km ne peut pas s'expliquer dans une atmosphère isotherme uniquement par l'oxygène atomique si nous conservons la même masse moléculaire entre 400 et 700 km et entre 700 et 1500 km. Il faut introduire des constituants plus légers pour tenir compte de cette extension de l'atmosphère. En particulier, on retiendra qu'une densité de 10^{-18} gm cm $^{-3}$ à 1500 km est adaptée aux concentrations suivantes, (cm $^{-3}$): 5×10^5 atomes d'hydrogène, $1,5 \times 10^5$ atomes d'hélium

et 4×10^4 atomes d'oxygène. En fait, la solution ne peut être trouvée sans connaître simultanément la distribution verticale de la température et celle de la masse moléculaire moyenne.

3. La température

En reprenant l'expression de la pression sous la forme suivante:

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dz}{H} \quad (1.5)$$

où

$$H = \frac{kT}{mg} \quad (1.6)$$

nous utilisons la conception de la hauteur d'échelle H introduite par Chapman. La hauteur d'échelle permet une détermination indirecte de la température quand on mesure la variation de la pression avec l'altitude si la masse m reste constante. La variation de g étant connue n'est pas importante pour une couche relativement mince; il faut retenir, toutefois, qu'elle conduit à une augmentation de 34 % de la valeur de H entre le niveau du sol et l'altitude de 1000 km.

Il est certain que la variation de la masse moléculaire influence très fortement la détermination des températures. Néanmoins, on peut se rendre compte que le passage de l'atmosphère normale où la masse moléculaire $M = 29$ correspondant essentiellement à l'azote et l'oxygène moléculaires atteint $M = 14,5$ si ces molécules sont complètement dissociées:

$$M = \frac{\sum n_i m_i}{\sum n_i} = \frac{\rho}{\sum n_i} \quad (1.7)$$

Il en résulte donc qu'une dissociation complète des molécules N_2 et O_2 ne peut expliquer, en aucun cas, le passage d'une valeur de $H = 8$ km au niveau du sol à des valeurs de $H > 100$ km dans l'atmosphère supérieure. Il faut donc admettre des températures supérieures à $1000^\circ K$; mais, l'imprécision dans la valeur absolue de la température subsiste tant que l'on n'a pas une connaissance précise de la masse moléculaire en fonction de l'altitude.

4. La masse moléculaire

Le premier pas dans l'étude de la masse moléculaire est de considérer la région de l'atmosphère où M reste constant. C'est l'*homosphère* où l'application de la formule (1.5) est très simple et où on peut écrire que

$$H \div T/g \quad (1.8)$$

Le domaine où $M \neq$ constant sera appelé l'*hétérosphère*. Elle existe à une altitude où commence la dissociation partielle d'un constituant et où la diffusion commence à l'emporter sur le mélange. Dans ce cas, il faut retenir que (1.8) est remplacé par

$$H \div T/mg \quad (1.9)$$

Il convient donc d'introduire pour l'analyse de l'hétérosphère le problème de la dissociation des gaz atmosphériques et également celui de la diffusion des divers constituants atmosphériques dans le champ de la pesanteur. Dans le cas de la dissociation, il conviendra de faire intervenir l'effet de la radiation solaire susceptible de photodissocier les molécules. Dans le cas de la diffusion, il faudra tenir compte de l'effet du brassage de l'air qui tend à maintenir les constituants atmosphériques dans les mêmes proportions et limite l'action continue de la diffusion.

5. La dissociation

Dans une atmosphère planétaire où la température est toujours inférieure à celle de la source (Soleil), il faut faire intervenir la photodissociation comme processus essentiel. C'est le cas de la molécule d'oxygène, déjà dissociée par le rayonnement de longueur d'onde inférieure à 2400 Å, qui subit sa dissociation maximum dans la région spectrale de longueurs d'onde inférieures à 1750 Å. La pénétration de ce rayonnement dans l'atmosphère atteint 85 km et c'est donc à partir de cette altitude que l'on doit s'attendre à voir débiter l'hétérosphère.

Quant à la molécule d'azote, constituant le plus abondant de l'atmosphère terrestre, elle ne subit pas, par suite de la distribution de ses divers états électroniques, une photodissociation directe comme la molécule d'oxygène. Bien que des processus indirects comme la photoionisation conduisent indirectement à la dissociation, il résulte, par suite d'un effet de réaction avec l'oxygène, que la molécule d'azote n'est pratiquement pas dissociée dans l'atmosphère terrestre. En fait, l'oxygène atomique devient un élément important de l'hétérosphère tandis que l'azote atomique ne peut le devenir.

6. L'ionisation

Si, par suite de la diffusion dans le champ de la pesanteur, l'atmosphère terrestre subsiste jusqu'aux plus hautes altitudes sous forme de particules neutres, il faut introduire le vocable *ionosphère* afin de désigner les régions où existent des ions et des électrons résultant de la photo-ionisation des divers constituants atmosphériques. L'ionosphère débute vers 50–70 km sous l'effet de l'ionisation du rayonnement cosmique primaire. À de telles altitudes, la concentration électronique est de l'ordre de quelque 100 électrons cm^{-3} . Sous l'influence du rayonnement solaire le plus pénétrant, rayons X de $\lambda < 10 \text{ Å}$ et Lyman- α à 1216 Å, une région située au-dessous de 85 km est caractérisée par une concentration de quelque mille électrons cm^{-3} ; c'est la région D. Ensuite, la région E où la concentration électronique maximum est de l'ordre de 10^5 cm^{-3} vers 100–120 km est due à l'effet simultané du rayonnement X de $\lambda < 100 \text{ Å}$ et du rayonnement ultraviolet de $\lambda > 910 \text{ Å}$. Enfin, la région F où apparaît un maximum de l'ordre de 10^6 électrons cm^{-3} résulte de l'ionisation des constituants par le domaine ultraviolet solaire de longueurs d'onde inférieures à 900 Å. Au delà de ce maximum de 10^6 électrons, la distribution verticale des électrons est essentiellement liée à une distribution de diffusion des ions et des électrons.

7. Les régions de l'atmosphère

En reprenant les vocables *troposphère* et *stratosphère* et leurs limites *tropopause* et *stratopause* (voir Fig. 1), on peut étendre la nomenclature au sein de l'homosphère en ajoutant la mésosphère débutant au maximum de température correspondant à la stratopause (50 ± 5 km) et terminant à la mésopause, minimum de température vers 85 ± 5 km.

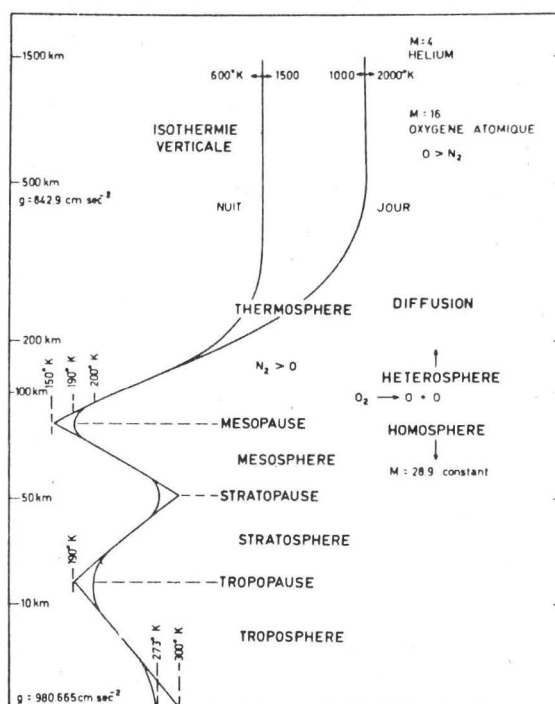


Fig. 1. Les régions de l'atmosphère en fonction de la température.

Les 3 régions troposphère, stratosphère et mésosphère peuvent être considérées comme présentant des caractères hydrodynamiques analogues où les sources et les pertes de chaleur sont différentes.

Au delà de la mésopause, on doit tenir compte à la fois de l'accroissement de la température avec l'altitude (thermosphère) et des modifications dans la constitution qu'apportent la dissociation de l'oxygène et la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur (hétérosphère). La *thermosphère* présente dès lors un caractère différent de celui des régions inférieures par suite de la variation diurne qui se manifeste clairement à son sommet, la *thermopause*. La variation de la densité entre le jour et la nuit que révèle la variation de la période des satellites artificiels s'identifie aisément avec la variation de la température de la thermopause. De plus, la variation remarquable au cours d'un cycle d'activité solaire de la température du jour et de la température de la nuit correspond à la fois à l'effet

du chauffage par l'ultraviolet solaire et à celui du refroidissement par conduction.

Par suite de la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur, il faut introduire aux altitudes supérieures à 750 km l'effet de l'hélium et au delà de 3000 km l'effet de l'hydrogène atomique. Mais, le fait d'introduire des éléments aussi légers que l'hydrogène pose un nouveau problème lorsqu'on entre dans *l'exosphère*, c'est-à-dire dans la région où les collisions sont négligeables et permettent la libération de l'attraction terrestre. L'équation de la statique, qui s'applique à l'oxygène et à l'azote jusqu'à la limite où la force centrifuge balance l'attraction planétaire, ne convient plus pour l'hydrogène. Il faut pour un tel élément tenir compte de la libération dans le milieu interplanétaire en tenant compte de ce que peut supporter la diffusion dans la thermosphère. C'est pourquoi, il est utile d'utiliser un vocable comme *métasphère* afin de préciser que d'un point de vue global, l'atmosphère est encore caractérisée par un grand nombre d'atomes neutres et d'introduire ensuite le vocable *protosphère* pour signifier qu'il s'agit des ions d'hydrogène dont la vitesse est encore représentée par une distribution thermique.

2. Le Rayonnement Solaire

1. Introduction

On ne peut étudier la structure de la haute atmosphère sans avoir une connaissance préalable du rayonnement de courtes longueurs d'onde émis par le soleil. Le rayonnement a d'abord pour effet de dissocier les constituants atmosphériques, ensuite de les ioniser et enfin d'être une source de chaleur importante.

L'effet de dissociation peut être déterminé si on connaît à la fois le coefficient d'absorption et le nombre de photons solaires dans le domaine spectral où une molécule est susceptible d'absorber le rayonnement solaire. L'effet d'ionisation s'applique aux atomes et à toutes les molécules avec des valeurs différentes liées à la variation en fonction de la longueur d'onde du nombre de photons solaires et à la variation simultanée du coefficient d'absorption et de la section efficace d'ionisation.

L'effet de chauffage ne peut être déterminé aisément, car il dépend à la fois de l'absorption directe et de toutes les transformations subséquentes allant de la dissociation à la recombinaison en passant par diverses réactions intermédiaires. Toutefois, l'action du rayonnement solaire peut être estimée dès que l'on compare l'énergie cinétique totale d'une colonne atmosphérique à l'énergie du rayonnement solaire absorbée au cours d'une journée. Lorsque les valeurs de ces deux énergies sont du même ordre de grandeur, il faut s'attendre à un bilan journalier correspondant à un accroissement de température pendant le jour et à une diminution équivalente pendant la nuit.

2. Le rayonnement du soleil et du corps noir

Avant l'observation directe par fusée ou satellite du rayonnement ultraviolet solaire, on prenait comme référence l'émission du corps noir à une certaine température. D'une part, on adoptait une température effective correspondant à l'intégrale

du rayonnement solaire observable à partir du sol et, d'autre part, on utilisait une température de radiation pouvant caractériser la distribution spectrale observable. Cette température étant de l'ordre de 6000°K dans le visible, on comprend pourquoi une telle température fut adoptée pendant longtemps comme température représentant l'émission dans tout le domaine spectral inobservable à partir du sol.

Lorsque le spectre solaire fut observé au-dessus de 100 km, on s'aperçut bientôt que vers $\lambda = 2500$ Å, l'émission ne pouvait être caractérisée que par une émission correspondant à 5000°K. Ainsi, l'émission ultraviolette continue est nettement inférieure à celle que l'on avait extrapolée à partir du domaine visible. On se rend compte des différences possibles de l'action du rayonnement solaire en considérant l'émission de corps noirs à diverses températures.

Le nombre de photons $q(\nu)$ de fréquence ν au sommet de l'atmosphère s'exprime par

$$q(\nu) = \beta_s \frac{8\pi\nu^2}{c^2} (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1} \quad (2.1)$$

où β_s est le facteur de dilution égal à $5,4 \times 10^{-6}$ caractérisant l'effet de la distance moyenne de la Terre au Soleil; h , k et c sont respectivement les constantes de Planck, de Boltzmann et la vitesse de la lumière. En intégrant (2.1), on peut donc obtenir le nombre total de photons dans un domaine spectral déterminé. A titre d'exemple, nous donnons au Tableau I quelques valeurs pour trois températures différentes.

On voit immédiatement l'erreur que l'on peut commettre dans la détermination des coefficients de dissociation si on n'adopte pas une température exacte dans le domaine spectral où absorbe en particulier l'oxygène moléculaire.

TABLEAU I

Nombre de photons par cm^2 et par seconde au sommet de l'atmosphère terrestre dans le domaine spectral de longueurs d'onde inférieures à λ_1 , pour diverses températures, 6000°K, 5000°K et 4500°K.

Limite $< \lambda_1$	$T = 6000^\circ\text{K}$	$T = 5000^\circ\text{K}$	$T = 4500^\circ\text{K}$
2000	$3,1 \times 10^{14}$	$2,3 \times 10^{13}$	$4,1 \times 10^{12}$
1820	$1,1 \times 10^{14}$	$6,5 \times 10^{12}$	$1,0 \times 10^{12}$
1670	$4,0 \times 10^{13}$	$1,8 \times 10^{12}$	$2,4 \times 10^{11}$
1540	$1,4 \times 10^{13}$	$5,0 \times 10^{11}$	$5,6 \times 10^{10}$
1430	$4,8 \times 10^{12}$	$1,4 \times 10^{11}$	$1,3 \times 10^{10}$
1330	$1,7 \times 10^{12}$	$3,7 \times 10^{10}$	$3,0 \times 10^9$
1250	$5,7 \times 10^{11}$	$1,0 \times 10^{10}$	$6,9 \times 10^8$
1175	$1,9 \times 10^{11}$	$2,7 \times 10^9$	$1,6 \times 10^8$

Cependant, à l'émission solaire que nous venons de considérer correspondant en fait à une émission continue à laquelle sont superposées des raies d'absorption viennent déjà s'ajouter quelques raies d'émission. Le continuum d'émission avec ses raies d'absorption appartient à la photosphère solaire tandis que les raies d'émission indiquent la présence des radiations chromosphériques. La radiation la plus remarquable est celle de l'hydrogène, Lyman-alpha à 1216 Å. Le nombre de photons émis est de l'ordre de 3×10^{11} photons $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, c'est-à-dire une

valeur correspondant à celle du corps noir à 6000°K pour $\lambda < 1216 \text{ \AA}$. Ainsi, à partir de cette longueur d'onde il s'agit de considérer non plus le continuum photosphérique qui devient négligeable, mais les radiations chromosphériques. Celles-ci vont caractériser tout le début du spectre ultraviolet de longueurs d'onde inférieures à 1100 \AA . Il viendra également s'y ajouter les radiations coronales de telle sorte que tout le spectre solaire de courtes longueurs d'onde sera constitué par un spectre de raies d'émission et des continua d'émission dus aux éléments chromosphériques principaux.

3. La série de Lyman de l'hydrogène

La présence de Lyman- α dans le spectre solaire conduit évidemment à la présence de toute la série de Lyman et de son continuum. Les valeurs obtenues au sommet de l'atmosphère sont les suivantes; (photons $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)

Lyman- α	Lyman- β	Continuum de Lyman
3×10^{11}	3×10^9	10^{10}

On voit que l'émission dans le continuum de Lyman est très importante. Son rôle dans l'atmosphère terrestre est l'ionisation de l'atome et de la molécule d'oxygène.

4. Le rayonnement ultraviolet de très courtes longueurs d'onde

Au delà de la limite de la série de Lyman apparaissent un grand nombre de raies d'autres éléments comme les radiations de l'hélium neutre et ionisé (584 \AA , 304 \AA , etc.) et celles d'éléments fortement ionisés tels que l'oxygène, l'azote, le carbone, le silicium, le magnésium, le fer, etc. L'émission totale est telle que celle-ci correspond à une radiation équivalente de corps noirs à des températures supérieures à 10000°K . Déjà, le continuum de Lyman faisait passer l'émission à plus de 6000°K ; ensuite, la raie $\lambda 584$ de HeI conduit à plus de 9000°K et enfin la raie $\lambda 304 \text{ \AA}$ de HeII correspondrait à plus de 11000°K . Le résultat est donc que l'émission solaire ultraviolette ne diminue pas d'importance avec la diminution de la longueur d'onde. Le tableau II permet de se rendre compte des valeurs que l'on peut considérer comme couvrant toutes les possibilités, c'est-à-dire une variation dans le cadre d'un cycle d'activité solaire et éventuellement une erreur pouvant atteindre un facteur 2 dans la détermination des valeurs absolues.

TABLEAU II
Nombre de photons solaires Q au sommet de l'atmosphère terrestre.

Domaine spectral	$Q(\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1})$
$\lambda < 1026 \text{ \AA}$	$(6 \pm 4) \times 10^{10}$
$\lambda < 800 \text{ \AA}$	$(4 \pm 3) \times 10^{10}$
$910 < \lambda < 1026 \text{ \AA}$	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$800 < \lambda < 910 \text{ \AA}$	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$500 < \lambda < 800 \text{ \AA}$	$(1,5 \pm 1,0) \times 10^{10}$
$500 < \lambda < 250 \text{ \AA}$	$(1,0 \pm 0,5) \times 10^{10}$
$100 < \lambda < 250 \text{ \AA}$	$(7,5 \pm 5,0) \times 10^9$

5. Les rayons-X

Pour des longueurs d'onde inférieures à 100 Å, il convient de considérer l'émission des rayons X solaires ionisant tous les constituants atmosphériques suivant leur abondance et leur masse moléculaire.

En premier lieu, il faut considérer le rayonnement émis entre 100 Å et 31 Å, où l'azote a sa limite K vers 31 Å. Ensuite, il faut se placer dans le domaine de très courtes longueurs d'onde de $\lambda < 10$ Å où l'émission dépend très fortement de l'activité solaire. A titre d'exemple, nous donnons au Tableau III les énergies correspondant à des domaines spectraux centrés à 2 Å, 4 Å et 6 Å pour des conditions solaires très différentes. Le soleil complètement calme correspond aux conditions du minimum d'activité solaire au cours du cycle undécennal. Le soleil légèrement perturbé s'adapte aux conditions du maximum du cycle d'activité solaire. Les fortes éruptions solaires fournissent des énergies dans le domaine de $\lambda < 10$ Å 10^5 fois supérieures à celles du soleil calme. Ainsi, le domaine des rayons X de longueurs d'onde inférieures à 10 Å traduit sous sa forme extrême la variation du rayonnement solaire de courtes longueurs d'onde suivant le degré d'activité solaire reconnu par la présence des taches solaires.

TABLEAU III

Energie (erg cm⁻² sec⁻¹) du rayonnement solaire pour $\lambda < 10$ Å.

Conditions solaires	Domaine spectral		
	2Å (de 1,5 à 3,3Å)	4Å (de 3,3 à 5Å)	6Å (de 5 à 8Å)
Complètement calme	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶
Calme	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵
Légèrement perturbé	10 ⁻⁶	10 ⁻⁵	10 ⁻⁴
Perturbé	10 ⁻⁵	10 ⁻⁴	10 ⁻³
Eruptions	10 ⁻⁴	10 ⁻³	10 ⁻²
Fortes éruptions	10 ⁻³	10 ⁻²	10 ⁻¹

6. Un indice d'activité solaire

Si les taches solaires caractérisées par le nombre de Wolf servent d'indicateur de l'activité solaire, il apparaît cependant que le flux radioélectrique est aujourd'hui un indice plus aisé à utiliser. Il s'agit, en effet, d'émissions à diverses longueurs d'onde pouvant caractériser l'émission de diverses couches solaires et de là pouvant être identifiées avec les émissions ultraviolettes. On peut reconnaître ainsi que le domaine spectral de 3 cm à 30 cm se prête très utilement à l'examen de la variation du rayonnement ultraviolet.

Rappelons tout d'abord que la corrélation est excellente entre les moyennes de 27 jours (période utilisée géomagnétisme) du nombre de Wolf des taches solaires et du flux solaire à 10 cm. Si le nombre moyen de Wolf est supérieur à 50, il y a une relation linéaire entre celui-ci et le flux à 10 cm. Ainsi, on arrive à une relation générale permettant de suivre l'activité solaire dans ses divers détails.

Comme l'émission au cours du minimum d'activité solaire se traduit, entre 3 cm et 30 cm, par un flux correspondant à des températures allant d'environ 10 000°K à 100 000°K et pouvant être doublées au cours du maximum d'activité, on est certain que de telles émissions peuvent être mises en rapport avec l'émission ultraviolette. En adoptant la longueur d'onde de 10,7 cm pour laquelle on possède des mesures, effectuées à Ottawa, pour plus d'un cycle d'activité solaire, on obtient une vue assez claire de la variation qui peut apparaître dans le spectre ultraviolet. Une telle variation doit dès lors se manifester dans l'ionisation et le chauffage des atmosphères planétaires. La courbe de la Fig. 2 où le flux solaire à 10,7 cm est représenté par sa valeur moyenne mensuelle indique une variation allant de 70 unités [unité = 10^{-22} watts m^{-2} (cycle-sec) $^{-1}$] lors d'un minimum d'activité solaire jusqu'à plus de 250 unités au moment des maxima de 1947 et 1957. Une différence d'un facteur 3 à 4 entre le minimum et le maximum d'activité solaire à 10,7 cm peut correspondre à une variation analogue dans le spectre ultraviolet. Il convient cependant de signaler que les radiations ultraviolettes sont émises dans

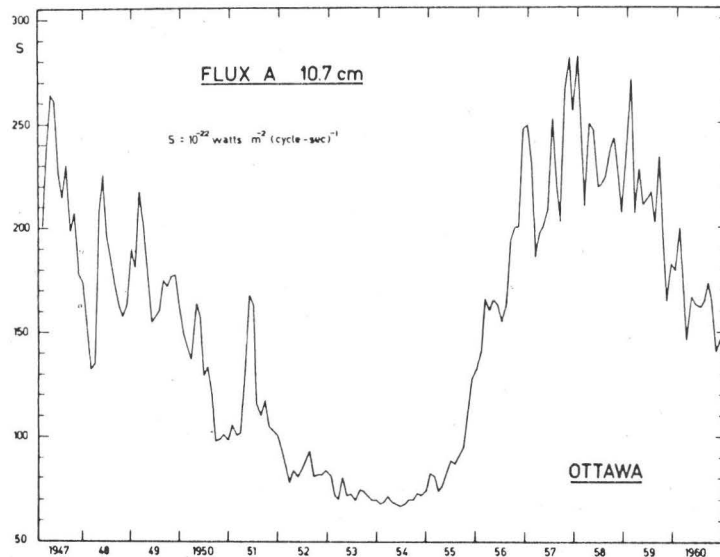


Fig. 2. Emission solaire à 10,7 cm. Valeur moyenne mensuelle de 1947 à 1960.

la chromosphère et la couronne et ne suivent pas nécessairement des variations constamment parallèles. C'est pourquoi on doit se référer à tout le domaine spectral de 3 à 30 cm pour interpréter les variations associées à l'activité solaire. On découvre ainsi que l'amplitude maximum des variations apparaît dans le domaine de 8 à 15 cm et qu'aux longueurs d'onde extrêmes, l'amplitude des variations est moins importante. En d'autres termes, les variations générales des émissions dans le domaine spectral de 3 cm à 30 cm présentent le même aspect tandis que les variations rapides, de 27 jours par exemple, sont plus prononcées pour les émissions centrées vers 10 cm que pour celles correspondant aux extrémités du spectre à 3 cm et à 30 cm.

Ainsi, on peut dire qu'en utilisant la variation lente (sans perturbation) du flux solaire entre 3 et 30 cm, on a une vue correcte de la variation du flux ultraviolet influençant les phénomènes de la haute atmosphère. Quant aux perturbations qui se manifestent par une émission de rayons X lors des flambes solaires, elles se traduisent par des sursauts à 10 cm, qui sont pratiquement associés aux flambes toujours observées en lumière $H\alpha$. Cependant, l'émission globale de tout le disque solaire en lumière ultraviolette n'est pas fortement influencée comme on peut s'en rendre compte par l'émission globale de Lyman- α qui apparemment ne change pas.

Dans le cas des perturbations que l'on identifie souvent avec l'émission d'un rayonnement corpusculaire, on peut, du point de vue géophysique, les associer à l'activité magnétique et en particulier aux orages magnétiques. C'est pourquoi un indice magnétique comme l'indice K ou l'indice A_p peut être utilisé pour l'identification de telles perturbations. On retrouve d'ailleurs ces effets dans les divers types de sursauts radioélectriques des ondes métriques.

3. La Photo-Dissociation et la Photo-Ionisation

1. Introduction

Dans l'étude de la photo-dissociation et de la photo-ionisation par le rayonnement solaire, il convient d'abord de faire la distinction entre les divers domaines spectraux où ces processus interviennent. Ensuite, il faut distinguer entre les diverses possibilités d'absorption en considérant l'absorption des constituants principaux avant celle des constituants secondaires. Enfin, il faut tenir compte des valeurs absolues des sections efficaces d'absorption afin de déterminer la distribution verticale de l'absorption en fonction de la longueur d'onde.

En principe, il suffit de considérer l'absorption d'une radiation monochromatique d'énergie $S(\nu)$ sans faire d'hypothèse préalable sur la distribution spectrale d'énergie. On admet ainsi que le nombre de photons de fréquence ν , $dq(\nu) = S(\nu)/h\nu$ absorbé par seconde et par cm^3 dans une couche élémentaire dz est

$$dq(\nu) = q(\nu)nK(\nu) dz \sec \chi \quad (3.1)$$

si $K(\nu)$ est la section efficace d'absorption pour des atomes ou des molécules de concentration n , χ est la distance zénithale du soleil que l'on introduit pour tenir compte de sa position.

La variation de $q(\nu)$ en fonction de l'altitude z s'obtient immédiatement par intégration de (3.1)

$$q(\nu) = q_\infty(\nu) e^{-\sec \chi K(\nu) \int_z^\infty n dz} \quad (3.2)$$

où $q_\infty(\nu)$ est le nombre de photons disponibles au sommet de l'atmosphère.

Afin d'obtenir une idée de la pénétration de la radiation solaire dans l'atmosphère,

il suffit de se référer au niveau où l'absorption est maximum. La condition d'un maximum peut s'obtenir très aisément de l'équation (3.2) en écrivant que

$$\int_z^\infty n dz = nH \quad (3.3)$$

avec $dH/dz = \beta$, gradient de la hauteur d'échelle H . Cette condition s'exprime comme suit:

$$nH \sec \chi K(\nu) = 1 + \beta \quad (3.4)$$

On voit donc que la valeur inverse de $K(\nu)$ doit s'approcher du nombre total de molécules ou atomes absorbant dans une colonne verticale. En fait, dans une atmosphère à hauteur d'échelle constante et pour un soleil au zénith, on a la relation simple

$$nH = 1/K(\nu) \quad (3.5)$$

pour définir l'altitude du maximum d'absorption.

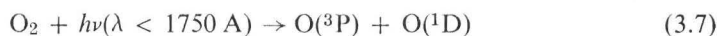
2. Les limites pour la dissociation

En fixant les limites à partir desquelles l'absorption des radiations conduit à la dissociation moléculaire, on effectue un premier repérage dans le spectre.

La molécule d'oxygène est photodissociée par le rayonnement de longueurs d'onde inférieures à 2424 Å. La section efficace d'absorption au début de ce continuum (continuum de Herzberg) est comprise entre 10^{-24} cm² et 10^{-23} cm². Si on tient compte du nombre de photons présents dans le spectre solaire pour $\lambda < 2400$ Å, qui est de l'ordre de celui qu'un corps noir à 5000°K fournirait, on obtient pour le coefficient de photodissociation dans le continuum de Herzberg avant toute absorption préalable:

$$J_\infty(\text{O}_2)_H = (1,5 \pm 0,5) \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1} \quad (3.6)$$

Mais, au delà de 1750 Å apparaît un nouveau continuum de dissociation:



où la section efficace d'absorption est en général comprise entre 10^{-18} cm² et 10^{-17} cm². De là, le coefficient de photodissociation dû au continuum de Schumann-Runge est plus important que celui résultant du continuum de Herzberg bien que le nombre de photons solaires disponibles à $\lambda < 1750$ Å soit nettement supérieur à celui de $\lambda < 2400$ Å. $J_\infty(\text{O}_2)_{SR}$ est donné, avant toute absorption préalable, par

$$J_\infty(\text{O}_2)_{SR} = 4 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad (3.8)$$

L'importance du continuum de Schumann-Runge dans la dissociation de l'oxygène se traduit donc par l'importance du coefficient (3.8) et du nombre total de molécules requis pour produire l'absorption maximum. En utilisant l'expression (3.5), on voit que le maximum d'absorption apparaît pour des colonnes verticales de 10^{17} à 10^{18} molécules d'oxygène par cm². En utilisant une hauteur d'échelle approximative de 10 km, on voit, à l'aide de la formule (3.3), que les concentrations requises sont de l'ordre de 10^{11} à 10^{12} molécules d'oxygène par cm³ pour obtenir l'absorption maximum.

L'absorption au sein du continuum de Schumann–Runge passe par un maximum entre 1500 et 1370 Å et elle diminue vers les courtes longueurs d'onde pour présenter une section efficace de $3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ vers 1220 Å. Dans ce domaine spectral, l'absorption varie très fortement en fonction de la longueur d'onde et une fenêtre apparaît à 1216 Å où se présente la radiation Lyman- α . La section efficace de Lyman- α est de l'ordre de 10^{-20} cm^2 et le coefficient de dissociation de O_2 à Lyman- α est donc

$$J_{\infty}(\text{O}_2)_{L\alpha} = 4 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1} \quad (3.9)$$

En comparant (3.6) et (3.9), on voit donc que l'effet de Lyman- α sur la dissociation de l'oxygène est plus important que celui d'un domaine spectral s'étendant sur plusieurs centaines d'Ångströms. Comme le nombre total de molécules requis pour donner l'absorption maximum à Lyman- α est de 10^{20} molécules cm^{-2} , on voit que Lyman- α permet la pénétration profonde dans l'atmosphère d'une radiation dissociant O_2 .

La molécule d'azote n'est pas soumise à une photodissociation directe, car cette molécule ne présente pas de continuum de dissociation. Bien que l'azote soit un constituant important de l'atmosphère, il peut être négligé dans l'étude de la photodissociation.

Il ne reste donc à envisager au point de vue de la dissociation que des constituants secondaires. Cependant, lorsque leur absorption a lieu à des longueurs d'onde inférieures à 1850 Å (sauf à Lyman- α), la photodissociation peut être négligée si leur présence dans l'atmosphère se manifeste où le nombre total de molécules d'oxygène est supérieur à 10^{19} cm^2 . Le rayonnement solaire est dans ce cas déjà absorbé à des altitudes supérieures par la molécule d'oxygène.

C'est pourquoi on ne retient que l'ozone absorbant dans le domaine visible (bandes de Chappuis), dans l'ultraviolet (bandes de Huggins et de Hartley). En comparant les distributions spectrales du rayonnement solaire et des coefficients d'absorption de l'ozone, on trouve qu'environ 80% de la dissociation de l'ozone sont fournis par le domaine spectral s'étendant de 2900 Å à 2400 Å. Le calcul donne pour les coefficients de dissociation de O_3 dans l'ultraviolet:

$$J_{\infty}(\text{O}_3)_{UV} = 9,35 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (3.10)$$

et dans le visible:

$$J_{\infty}(\text{O}_3)_{\text{visible}} = 3,7 \times 10^{-4} \text{ sec}^{-1} \quad (3.11)$$

Comme la section efficace d'absorption de l'ozone à 2400 Å est égale à $8,3 \times 10^{18} \text{ cm}^2$ alors que celle de l'oxygène est seulement de l'ordre de 10^{-24} cm^2 , on voit qu'il suffit seulement de 10^6 fois moins de molécules d'ozone que de molécules d'oxygène pour produire une absorption supérieure. C'est ce qui se passe effectivement dans l'atmosphère pour tout le domaine spectral allant de 2420 Å jusqu'à 2000 Å où la section efficace de l'ozone est encore $3 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$. Le résultat est que la pénétration des radiations du domaine du continuum de Herzberg dissociant O_2 est limitée par l'ozone. Ainsi dans la stratosphère au lieu de (3.6), on a, par suite de l'influence de l'ozone,

$$J_{30 \text{ km}}(\text{O}_2)_H = 10^{-10} \text{ sec}^{-1} \quad (3.12a)$$

$$J_{25 \text{ km}}(\text{O}_2)_H = 10^{-11} \text{ sec}^{-1} \quad (3.12b)$$

Il convient d'accorder une mention spéciale à deux autres constituants secondaires: H_2O et CH_4 . En effet, la dissociation de ces deux constituants conduit à la production d'hydrogène et on peut considérer que l'hydrogène atomique produit est la source des atomes qui vont diffuser dans la thermosphère et s'échapper dans le milieu interplanétaire.

La photodissociation de la vapeur d'eau peut apparaître déjà à des longueurs d'onde légèrement inférieures à 2400 Å. Ainsi, pour une telle longueur d'onde, on a



À des longueurs d'onde plus courtes, on peut obtenir également



Encore une fois, il s'agit de tenir compte des sections efficaces d'absorption. Pour atteindre une section efficace de quelque importance, c'est-à-dire 10^{-20} cm^2 , la longueur d'onde requise est 1880 Å. Cependant, la section efficace croît rapidement avec la diminution de la longueur d'onde; elle atteint 10^{-19} cm^2 à 1850 Å et 10^{-18} cm^2 vers 1795 Å. L'absorption dans le domaine de Schumann-Runge de O_2 ($\lambda < 1750 \text{ Å}$) peut être négligée puisqu'il y a absorption préalable par l'oxygène. Il faut retrouver la radiation Lyman- α pour obtenir une radiation d'énergie importante et de pénétration suffisante dans l'atmosphère.

Si aucune absorption par l'oxygène n'existait, le coefficient de photodissociation de H_2O serait de l'ordre de

$$J_\infty(\text{H}_2\text{O}) = 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \quad (3.15)$$

En tenant compte de l'absorption des bandes de Schumann-Runge et du continuum, on doit plutôt écrire

$$J(\text{H}_2\text{O}) = 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad (3.16)$$

à la mésopause et

$$J(\text{H}_2\text{O}) = 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \quad (3.17)$$

au sein de la mésosphère. Néanmoins, il convient de tenir compte de l'effet de Lyman- α ; dans ce cas, on a

$$J(\text{H}_2\text{O})_{L\alpha} = 1 \text{ à } 5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad (3.18)$$

La conclusion est donc que la présence de la vapeur d'eau au niveau de la mésopause constitue une source d'hydrogène par suite de la photodissociation par le rayonnement solaire pénétrant jusqu'à cette altitude.

Le méthane ne peut être photodissocié dans la mésosphère, car les radiations de longueurs d'onde inférieures à 1450 Å sont absorbées plus haut dans la thermosphère par l'oxygène moléculaire. Il faut encore recourir à la pénétration de la radiation Lyman- α pour laquelle la section efficace de dissociation de CH_4 est égale à $1,4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. Ainsi, on obtient pour le coefficient de dissociation au niveau de la mésopause

$$J(\text{CH}_4) = 5,5 \times 10^{-6} \text{ sec}^{-1} \quad (3.19)$$

Il convient toutefois de noter que la dissociation du méthane commence plus bas dans la mésosphère par suite d'une réaction d'oxydation:



Ainsi, on peut même admettre que le méthane est la source de la vapeur d'eau dans la mésosphère.

En tout cas, on voit qu'il existe une source suffisante d'hydrogène dans la mésosphère grâce à la photodissociation par le rayonnement solaire de longueur d'onde supérieure à 1200 Å. Le domaine spectral allant de 1750 Å à 1300 Å permet la dissociation de O_2 et le domaine de 3000 Å à 2000 Å est soumis à l'absorption de l'ozone.

3. La photo-ionisation

Avant de passer à l'examen des diverses possibilités d'ionisation, rappelons d'abord quelles sont les premières limites correspondant au premier potentiel d'ionisation des atomes et des molécules susceptibles d'exister dans l'atmosphère terrestre sans d'abord faire de distinction entre les constituants principaux et secondaires. Le tableau IV groupe les atomes suivant leur première limite d'ionisation et le tableau V correspond à celle des molécules.

TABLEAU IV
Limite inférieure d'ionisation des atomes (λ en Å).

Atome	λ	Atome	λ	Atome	λ
Na	2412	C	1100	A	787
Al	2071	H	911	Ne	575
Ca	2028	O	910	He	504
Mg	1622	N	852		
Si	1521				

TABLEAU V
Limite inférieure d'ionisation des molécules (λ en Å).

Molécule	λ	Molécule	λ	Molécule	λ
NO	1340	O_2	1026	(O	910)
CH_3	1260	H_2O	985	CO_2	899
CH	1117	O_3	969	CO	885
		CH_4	954	N_2	796
		OH	940		

En procédant à un examen préliminaire de ces deux tableaux, on doit d'abord retenir que les constituants principaux, l'oxygène et l'azote, présentent leurs premières limites d'ionisation dans deux domaines spectraux différents:

$$\text{O}_2, \lambda \leq 1026 \text{ Å}; \text{ O}, \lambda \leq 910 \text{ Å}; \text{ N}_2, \lambda \leq 796 \text{ Å}$$

Ainsi, pour $\lambda < 800 \text{ \AA}$, la pénétration de la radiation solaire dans l'atmosphère sera gouvernée par l'absorption simultanée de N_2 , O et O_2 , pour $\lambda < 910 \text{ \AA}$, par N_2 et O et pour $\lambda < 1026 \text{ \AA}$ uniquement par O_2 . Dès lors, il ne faut pas s'attendre à une photo-ionisation des constituants secondaires tels que CO_2 , CO , OH , CH_4 , O_3 et H_2O . D'ailleurs, la photodissociation de CO_2 , CH_4 , O_3 et H_2O apparaît déjà à des longueurs d'onde plus longues.

Lorsque $\lambda > 1026 \text{ \AA}$, on voit qu'un constituant tel que NO présente un caractère intéressant. La radiation Lyman- α est susceptible de fournir des ions NO^+ , alors qu'il n'existe pas d'ionisation possible pour les constituants principaux.

Quant aux atomes, ils peuvent être divisés en deux groupes: les atomes à faible potentiel d'ionisation (Na , Al , ...) et les gaz rares (A , Ne et He) à fort potentiel d'ionisation. Les atomes du premier groupe seront photo-ionisés par le rayonnement non absorbé par O_2 , tandis que ceux du second groupe seront photo-ionisés lorsque l'absorption par l'oxygène et l'azote ne sera pas trop importante.

Enfin, il s'agit d'accorder une attention toute spéciale aux rayons X parce que leur émission par le soleil est très variable et que leur pouvoir de pénétration dépend très fortement de la longueur d'onde. En fait, l'efficacité de l'ionisation par les rayons X de l'un ou l'autre élément dépend surtout de leur abondance relative.

4. Les sections efficaces et les coefficients de photo-ionisation

Les valeurs les plus élevées des coefficients de photo-ionisation sont obtenues pour les éléments qui absorbent le rayonnement de longueurs d'onde supérieures à 2000 \AA , car le flux du rayonnement solaire peut être assimilé à celui d'un corps noir de l'ordre de 5000°K . Les coefficients sont généralement compris entre 10^{-5} et 10^{-6} sec^{-1} et, en particulier pour le sodium, on a comme valeur du coefficient de photo-ionisation I pour une épaisseur optique nulle:

$$I_\infty(\text{Na}) = 10^{-5} \text{ sec}^{-1} \quad (3.21)$$

Un cas intéressant est présenté par l'absorption de Lyman- α par la molécule NO ; on connaît, en effet, la section efficace d'absorption avec précision: $2,42 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ et la section efficace d'ionisation est $2,02 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. De même, la section efficace d'absorption par O_2 est égale à 10^{-20} cm^2 . Il en résulte que

$$I_\infty(\text{NO}) = 7 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \quad (3.22)$$

La pénétration de cette radiation dans l'atmosphère est limitée par O_2 de telle sorte que, (3.2),

$$K(\nu)q(\nu) = I(\text{NO}) = I_\infty(\text{NO}) e^{-n(\text{O}_2) 10^{-20} f(\lambda)} \quad (3.23)$$

On trouve ainsi que le coefficient d'ionisation varie comme suit:

85 km	80 km	75 km	70 km	65 km
$6 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1}$	$4,6 \times 10^{-7}$	$2,3 \times 10^{-7}$	$4,9 \times 10^{-8}$	$2,1 \times 10^{-9}$

A partir de 1026 \AA , nous devons considérer l'ionisation de l'oxygène moléculaire jusqu'à 910 \AA , début de l'ionisation de l'oxygène atomique. Dans ce domaine

spectral, le spectre solaire est essentiellement caractérisé par les émissions de la série de Lyman (L_β à L_∞) de l'hydrogène et quelques autres radiations dont la plus importante est celle de CIII à 977 Å.

Comme le nombre de photons émis par Lyman- β à 1025,7 Å est de l'ordre de

$$q(L_\beta) = 3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (3.24)$$

et que, d'autre part, la section efficace d'ionisation de O_2 est de l'ordre de

$$K_I(L_\beta) = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.25)$$

alors que la section efficace d'absorption atteint

$$K_A(L_\beta) = 1,7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2, \quad (3.26)$$

on obtient pour le coefficient d'ionisation

$$I_{O_2}(L_\beta) = 3 \times 10^{-9} e^{-n(O_2)Hf(\lambda) \times 1,7 \times 10^{-18}} \quad (3.27)$$

Quant à CIII, 977 Å, on peut effectuer le calcul comme pour Lyman- β avec la différence que N_2 peut absorber quelque peu cette longueur d'onde, c'est-à-dire:

$$K_A(\text{CIII})_{N_2} = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.29)$$

outré

$$K_A(\text{CIII})_{O_2} = 3,5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.30)$$

et

$$K_I(\text{CIII})_{O_2} = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.31)$$

avec

$$q(977) = 4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (3.32)$$

Les expressions (3.29), (3.30), (3.31) et (3.32) conduisent au coefficient d'ionisation de O_2 par CIII à λ 977 Å:

$$I_{O_2}(\text{CIII}) = 1,2 \times 10^{-8} e^{f(\lambda)[n(O_2)H(0_2)3,5 \times 10^{-18} + n(N_2)H(N_2)1 \times 10^{-18}]} \quad (3.33)$$

Ces deux radiations sont les radiations essentielles pouvant ioniser O_2 , car les autres radiations de $\lambda > 910$ Å conduisent à un coefficient d'ionisation de l'ordre de 10% du total de $I_{O_2}(L_\beta)$ et $I_{O_2}(\text{CIII})$.

Nous voyons donc que l'absorption maximum conduisant au maximum d'ionisation aura lieu dans la région atmosphérique où $1/K(\nu) \cong 10^{18} \text{ cm}^{-2}$. Nous retrouvons dans le spectre des absorptions du même ordre de grandeur dans le domaine des rayons X de 30 à 100 Å. En effet, nous résumons au tableau VI quelques données essentielles sur l'absorption des rayons X qui montrent que l'ionisation des rayons X entre en compétition avec celle de Lyman- β et CIII, 977 Å, dans la même région atmosphérique.

TABLEAU VI.

Section efficace d'absorption par les rayons X de 10 à 100 Å.

λ moyen	70 Å	50 Å	35 Å
$\Delta\lambda$	90 - 55 Å	55 - 40 Å	40 - 31 Å
K (air) cm^2	$6,2 \times 10^{-19}$	$3,0 \times 10^{-19}$	$1,3 \times 10^{-19}$
N_2	$5,5 \times 10^{-19}$	$3,4 \times 10^{-19}$	$9,7 \times 10^{-20}$
O_2	$9,3 \times 10^{-19}$	$4,0 \times 10^{-19}$	$1,6 \times 10^{-19}$
$\Delta\lambda$	31 - 16,5 Å	16,5 - 12,8 Å	12,8 - 10,3 Å
λ moyen	20,5 Å	15,5 Å	11,5 Å

Ceci montre que dans une même région atmosphérique interviennent deux types de radiations ionisantes. L'ensemble de l'absorption conduit à une production d'électrons dans une couche ayant un caractère défini. Cette couche est en fait la couche E ionosphérique.

Le fait d'avoir précisé que des sections efficaces d'absorption comprises entre 10^{-19} et 10^{-18} cm^2 caractérisent un domaine atmosphérique conduit donc à considérer des sections efficaces inférieures à 10^{-19} cm^2 et supérieures à 10^{-18} cm^2 . Ainsi, on trouve immédiatement après un examen sommaire des diverses sections efficaces que tout le domaine spectral ultraviolet de $\lambda < 910$ Å est absorbé par des atomes ou molécules ayant des sections efficaces supérieures à 10^{-18} cm^2 . D'autre part, tout le domaine de rayons X de $\lambda < 10$ Å dépend de sections efficaces d'absorption inférieures à 10^{-19} cm^2 .

Nous donnons au tableau VII quelques valeurs des sections efficaces d'absorption de 0,01 Å à 10 Å. On voit que le domaine d'absorption des rayons X de $\lambda > 1$ Å tombe dans la région D de l'ionosphère. Leur effet devra être mis en parallèle avec l'ionisation de NO, car l'application de la formule (3.23) indique que l'on est dans la même région de l'atmosphère.

TABLEAU VII

Sections efficaces d'absorption des rayons X et altitude du maximum d'absorption.

λ	$K(\nu)$ air	Altitude ($\tau = 1$)	λ	$K(\nu)$ air	Altitude ($\tau = 1$)
0,01 Å	$2,74 \times 10^{-24}$ cm^2	27 km	2	$1,01 \times 10^{-21}$	72 km
0,10	$6,89 \times 10^{-24}$	34 km	5	$1,26 \times 10^{-20}$	87 km
1,0	$1,38 \times 10^{-22}$	58 km	10	$9,09 \times 10^{-20}$	99 km

En repassant maintenant au domaine ultraviolet où les sections efficaces d'absorption sont supérieures à 10^{-18} cm^2 , il convient de décrire le spectre d'absorption en tenant compte des différents potentiels d'ionisation. Rappelons que, pour la molécule O_2 , on a successivement:

O_2^+	$^2\Pi_g$	$^4\Pi_u$	$^2\Pi_u$	$^4\Sigma_g$
$\lambda =$	1026,5	770	737	682
eV =	12,08	16,10	16,85	18,17

Quant à l'atome d'oxygène, on a successivement les 5 potentiels d'ionisation:

O ⁺	4S ⁰	2D ⁰	2P ⁰	4P	2P
λ =	910,4	731,8	665,3	435	310
eV =	13,6	16,9	18,6	28,5	40,0

Enfin, la molécule N₂ présente ses premiers potentiels d'ionisation comme suit:

N ₂ ⁺	X ² Σ	A ² Π	B ² Σ
λ =	796	742	601
eV =	15,58	16,71	18,75

En comparant les différents potentiels d'ionisation, et en tenant compte du fait que de 1026 Å à 910 Å, nous n'avons affaire qu'à l'ionisation de O₂, on doit passer à un second domaine spectral que nous pouvons qualifier par le continuum de Lyman à λ < 910 Å. Nous avons dès lors affaire, entre 910 Å et 850 Å, à l'absorption par O₂ avec une section efficace

$$K(\text{O}_2)_{910-850\text{Å}} = 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.34)$$

et pour l'oxygène atomique

$$K(\text{O})_{910-850\text{Å}} = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \quad (3.35)$$

Dans ce domaine spectral, N₂ absorbe pour un spectre comprenant plus de 32 bandes de telle sorte que la section efficace d'absorption de N₂ varie de 10⁻¹⁹ cm² à 2 × 10⁻¹⁷ cm². Cette complexité spectrale ne permet pas d'effectuer un calcul précis du coefficient d'ionisation de O₂ et de O par la radiation du continuum de Lyman dont le nombre de photons est

$$q(\text{Lyman-continuum}) = 10^{10} \text{ photons cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (3.36)$$

En fait, les coefficients d'ionisation correspondant à une épaisseur optique nulle, (3.34), (3.35), et (3.36),

$$I_{\infty}(\text{O}_2)_{\text{Lyc}} = 5 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \quad (3.37)$$

$$I_{\infty}(\text{O})_{\text{Lyc}} = 3 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1} \quad (3.38)$$

sont des valeurs maxima qui se modifient d'une façon très compliquée au fur et à mesure que la radiation est absorbée par N₂. En effet, il n'est pas inconcevable que la distribution de l'absorption par N₂ dans le continuum de Lyman s'effectue comme suit:

5% avec $\bar{K} = 10^{-19} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 5 \times 10^{-11} \text{ sec}^{-1}$;
5% avec $\bar{K} \approx 2,5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 1,25 \times 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$;
10% avec $\bar{K} = 5 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 5 \times 10^{-10} \text{ sec}^{-1}$;
20% avec $\bar{K} = 1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 2 \times 10^{-9} \text{ sec}^{-1}$;
20% avec $\bar{K} = 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 1 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$;
20% avec $\bar{K} = 1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 2 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$;
20% avec $\bar{K} = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$,	c'est-à-dire $\bar{K}Q_{\infty} = 4 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$;

Ainsi, le coefficient d'ionisation de O_2 par le continuum de Lyman prend la forme compliquée suivante:

$$I(O_2)_{Lyc} = 5 \times 10^{-18} e^{-\tau(O)} e^{-\tau(O_2)} \sum Q_i e^{-\tau_i(N_2)} \quad (3.39)$$

Pour l'oxygène atomique, on a

$$I(O)_{Lyc} = 3 \times 10^{-18} e^{-\tau(O)} e^{-\tau(O_2)} \sum Q_i e^{-\tau_i(N_2)} \quad (3.40)$$

Les diverses épaisseurs optiques τ ont les valeurs

$$\tau(O) = 3 \times 10^{-18} n(O) H(O) f(\chi) \quad (3.41)$$

$$\tau(O_2) = 7,5 \times 10^{-18} n(O_2) H(O_2) f(\chi) \quad (3.42)$$

et

$$\tau(N_2) = 10^{-19} n(N_2) H(N_2) f(\chi) \quad (3.43a)$$

.....

$$\tau_7(N_2) = 2 \times 10^{-17} n(N_2) H(N_2) f(\chi) \quad (3.43g)$$

On voit combien le problème de la distribution verticale de l'absorption de la radiation solaire émise dans le continuum de Lyman est difficile à résoudre par suite de la complexité du spectre d'absorption de N_2 .

Au delà du continuum de Lyman, on peut s'arrêter au domaine spectral allant de 850 Å à 796 Å, premier potentiel d'ionisation de N_2 . Mais, comme l'énergie des radiations émises dans ce domaine correspond à moins de 10^9 photons $cm^{-2} sec^{-1}$, nous négligeons cette émission dans une première approximation pour passer à la région spectrale comprise entre 796 Å premier potentiel d'ionisation de N_2 et 700 Å où on a dépassé le second potentiel de l'oxygène atomique à 731 Å.

Dans ce domaine, on a environ 2×10^9 photons $cm^{-2} sec^{-1}$, et les sections efficaces moyennes suivantes:

$$K_A(O_2) = 3 \times 10^{-17} cm^2; \quad K_I(O_2) = 1,5 \times 10^{-17} cm^2 \quad (3.44)$$

$$K_A(N_2) = 1 \times 10^{-17} cm^2; \quad K_I(N_2) = 1 \times 10^{-17} cm^2 \quad (3.45)$$

$$K_A(O) = 3 \times 10^{-18} cm^2; \quad K_I(O) = 3 \times 10^{-18} cm^2 \quad (3.46)$$

Au delà de 665 Å, troisième potentiel d'ionisation de l'oxygène, on peut adopter les valeurs moyennes suivantes jusqu'à 375 Å:
nombre total de photons: $10^{10} cm^{-2} sec^{-1}$

$$K_A(O_2) = 2,5 \times 10^{-17}; \quad K_I(O_2) = 2 \times 10^{-17} \quad (3.47)$$

$$K_A(O) = 1,2 \times 10^{-17}; \quad K_I(O) = 1,2 \times 10^{-17} \quad (3.48)$$

$$K_A(N_2) = 2 \times 10^{-17}; \quad K_I(N_2) = 1,75 \times 10^{-17} \quad (3.49)$$

Dans ce domaine spectral, on accorde une attention spéciale à la radiation de résonance de l'hélium neutre à 584 Å pour laquelle le nombre de photons est de l'ordre de $3 \times 10^9 cm^{-2} sec^{-1}$. Le groupe de raies entre 630 et 610 Å (OV, MgX) peut être représenté également par 3×10^9 photons $cm^{-2} sec^{-1}$, tandis que les autres raies groupées dans le domaine de 600 Å à 400 Å représentent environ 4×10^9 photons $cm^{-2} sec^{-1}$.

Enfin, l'observation permet de considérer le domaine spectral allant de 375 Å à 275 Å où se trouve la raie de résonance de l'ion d'hélium à 304 Å, qui correspond à une émission de l'ordre de 3×10^9 photons $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, tandis que les autres radiations groupées doivent fournir une énergie du même ordre de grandeur.

Dans ce domaine spectral, les sections efficaces d'absorption sont loin d'être connues avec précision et il faut faire un choix quelque peu arbitraire parmi les diverses déterminations expérimentales. Afin d'obtenir des valeurs numériques, nous avons adopté

$$K_A(\text{O}_2) = K_I(\text{O}_2) = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad (3.50)$$

$$K_A(\text{O}) = K_I(\text{O}) = 1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \quad (3.51)$$

$$K_A(\text{N}_2) = K_I(\text{N}_2) = 6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2 \text{ à } 304\text{Å} \quad (3.51a)$$

et

$$K_A(\text{N}_2) = K_I(\text{N}_2) = 1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2 \text{ pour toute autre } \lambda. \quad (3.51b)$$

Entre 275 et 150 Å, l'émission solaire n'est pas bien connue et d'autre part les coefficients d'absorption sont très imprécis. En première approximation on peut dire cependant que l'effet d'ionisation s'ajoutera à celui produit par le continuum de Lyman. Dès lors, on n'introduit pas ce domaine spectral dans un premier calcul en n'oubliant pas toutefois qu'il faudra dans une étude précise quelque peu modifier l'effet du continuum de Lyman.

5. Domaines spectraux

On a donc passé en revue les effets possibles de dissociation et d'ionisation sous l'effet du rayonnement solaire et on peut résumer l'ensemble du problème en tenant compte de divers domaines spectraux.

(1) Le continuum photosphérique joue son rôle essentiel dans la photodissociation de O_2 dans le domaine spectral allant de 1750 Å à 1250 Å. Le maximum d'absorption apparaît dans la région de 100 km.

(2) La radiation Lyman- α joue un rôle exceptionnel par suite de son intensité remarquable et de sa pénétration profonde; le maximum d'absorption apparaît vers 75 km lorsque le soleil est au zénith. Cette radiation ionise la molécule NO et peut dissocier H_2O et CH_4 .

(3) La série de Lyman et en particulier $L\beta$ ionise la molécule O_2 dont le premier potentiel d'ionisation correspond à $\lambda \leq 1026$ Å.

(4) Le continuum de Lyman, absorbé par les bandes de la molécule N_2 avec des coefficients variant de 10^{-19} à 10^{-17} cm^2 ionise l'atome d'oxygène.

(5) Le spectre de raies s'échelonnant de 800 Å à 150 Å est absorbé différemment suivant des domaines spectraux définis par les divers potentiels d'ionisation de O_2 , N_2 et O.

(6) Les rayons X peuvent être divisés en deux groupes: rayons X entre 100 et 10 Å absorbés au-dessus de 100 km et rayons X entre 10 Å et 1 Å absorbés au-dessous de 100 km.

En conclusion, on obtient 3 groupes principaux suivant les valeurs des coefficients d'absorption:

$$K < 10^{-19} \text{ cm}^2, \text{ région D de l'ionosphère}$$

$$10^{-19} < K < 10^{-18} \text{ cm}^2, \text{ région E}$$

$$K \geq 10^{-17} \text{ cm}^2, \text{ région F.}$$

4. La Constitution de l'Atmosphère Neutre

1. Introduction

Comme il ne peut être question de séparation par diffusion des gaz atmosphériques dans la troposphère, la stratosphère et la mésosphère, on peut considérer que ces trois régions atmosphériques appartiennent certainement à l'homosphère et ainsi ne commencer l'étude de l'atmosphère supérieure qu'avec la thermosphère.

Rappelons en premier lieu que les premières données d'observation sur la pression jusqu'à 120 km furent publiées en 1952 par le Naval Research Laboratory de Washington après le lancer d'une douzaine de fusées. Depuis 1952, diverses mesures de la densité ont été effectuées jusqu'à l'altitude de 200 km, altitude inférieure où on obtient des valeurs de la densité grâce aux satellites artificiels. Les résultats obtenus ne fournissent pas encore les données requises pour une analyse complète de la thermosphère inférieure. En effet, si on essaie de fixer la pression à 100 km, on doit écrire

$$p_{100 \text{ km}} = (2,5 \pm 1,5) \times 10^{-4} \text{ mm Hg} \quad (4.1)$$

c'est-à-dire une valeur trop imprécise pour déterminer avec certitude les conditions physiques à 100 km. En d'autres termes, on ne peut préciser quelle est la part résultant d'une variation réelle de la pression à 100 km et celle résultant des erreurs de mesure. L'imprécision sur la pression amène à une imprécision sur la concentration totale et une indétermination sur les concentrations partielles $n(\text{N}_2)$, $n(\text{O}_2)$ et $n(\text{O})$

Des considérations photochimiques que nous ne développerons pas ici nous amènent à considérer que la concentration maximum de l'oxygène atomique apparaît vers 95 ± 5 km et devrait avoir une valeur supérieure à 10^{12} cm^{-3} . Une valeur admise pour les besoins du calcul sera

$$n_{95 \text{ km}}(\text{O}) = (2 \pm 1) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3} \quad (4.2)$$

Ensuite, les mesures effectuées par fusées et les résultats obtenus à partir de la variation de la période des satellites artificiels permettent d'écrire que la densité à 200 km doit être

$$\rho = (4 \pm 2) \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3} \quad (4.3)$$

Il s'agit donc de choisir des conditions de départ au début de la thermosphère qui rentrent dans celles énoncées par (4.1), (4.2) et (4.3). Ensuite, il faut que, par extrapolation, on obtienne les densités déduites de la variation de la période des

satellites. Enfin, il faut que les conditions physiques, fixées par la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur et par les processus de transport de la chaleur, soient respectées.

2. Les conditions au voisinage de 100 km

Il n'est pas facile de déterminer quels sont les paramètres physiques vers 100 km, car les observations trop peu nombreuses sont imprécises. En choisissant des conditions fixes à 100 km et en déterminant les conditions à 120 km que l'on accepte ensuite comme conditions aux limites pour toute l'atmosphère, on peut se rendre compte si l'on parvient à expliquer les observations aux hautes altitudes, par exemple jusqu'à 1500 km. Ce procédé a été utilisé comme suit:

$$100 \text{ km } p = 3 \times 10^{-4} \text{ mm Hg}; \quad T = 200^\circ\text{K}; \quad H = 6,37 \text{ km}$$

Conditions à 120 km.

$$(a) \quad dH/dz = 0,1; \quad \rho = 3,3 \times 10^{-11} \text{ gm cm}^{-3}; \quad T = 262^\circ\text{K}; \quad H = 8,37 \text{ km}$$

$$(b) \quad dH/dz = 0,2; \quad \rho = 3,5 \times 10^{-11} \text{ gm cm}^{-3}; \quad T = 324^\circ\text{K}; \quad H = 10,37 \text{ km}$$

$$(c) \quad dH/dz = 0,3; \quad \rho = 3,7 \times 10^{-11} \text{ gm cm}^{-3}; \quad T = 386^\circ\text{K}; \quad H = 12,37 \text{ km}$$

Le calcul à partir de ces diverses conditions jusqu'aux plus hautes altitudes semble indiquer que l'on se rapproche le mieux de l'ensemble des observations en utilisant le cas (b) correspondant à $T = 324^\circ\text{K}$ à 120 km. C'est pourquoi ces conditions ont été adoptées comme cas moyen en vue de permettre une analyse complète des propriétés de l'atmosphère jusqu'à 3000 km. En conséquence, on adopte à 120 km:

$$\text{Densité, } \rho = 3,5 \times 10^{-11} \text{ gm cm}^{-3} \quad (4.4)$$

$$\text{Pression, } p = 2,6 \times 10^{-5} \text{ mm Hg} \quad (4.5)$$

$$\text{Température, } T = 324^\circ\text{K} \quad (4.6)$$

$$\text{Hauteur d'échelle, } H = 10,37 \text{ km} \quad (4.7)$$

$$\text{Concentration totale, } n(M) = 7,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (4.8)$$

$$\text{Azote moléculaire, } n(\text{N}_2) = 5,8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (4.9)$$

$$\text{Oxygène moléculaire, } n(\text{O}_2) = 1,2 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3} \quad (4.10)$$

$$\text{Oxygène atomique, } n(\text{O}) = 7,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3} \quad (4.11)$$

L'oxygène atomique correspond à 25% de dissociation de O_2 dans une atmosphère normale azote-oxygène (78%-21%). On voit ainsi qu'à 120 km, on a adopté une valeur de la concentration de l'atome d'oxygène égale à peu près à 1/10 de la concentration totale, c'est-à-dire une valeur correspondant à celle que l'on déduit dans la région de transition de dissociation de O_2 entre 90 et 100 km.

3. Le gradient de température dans la thermosphère

Les conditions étant fixées à 120 km, on arrive immédiatement à des conclusions simples. Tout d'abord, quel que soit le gradient adopté pour la hauteur d'échelle au-dessus de 120 km, ($\beta = 0,3$ à $0,7$), on obtient à 150 km, une densité pratiquement constante:

$$\rho_{150 \text{ km}} = (2,40 \pm 0,03) \times 10^{-12} \text{ gm cm}^{-3} \quad (4.12)$$

A 200 km, pour les mêmes types de gradient β

$$\rho_{200 \text{ km}} = (3,3 \pm 1,2) \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3} \quad (4.13)$$

Puisque le niveau de 150 km est un niveau non influencé par le gradient, on peut le prendre comme niveau de référence et déterminer ensuite ce qui se passe aux altitudes supérieures. La première constatation est que l'effet de diffusion n'a pas grande importance jusqu'à 200 km. On trouve, en effet, que la densité ρ à 200 km varie comme suit:

	<i>Diffusion à 150 km</i>	<i>Diffusion à 120 km</i>
$\beta = 0,3$	$2,16 \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3}$	$2,42 \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3}$
0,4	2,86	2,98
0,5	3,45	3,62
0,6	3,92	4,07

Ainsi, les différences dans la densité à 200 km sont dues essentiellement au gradient de température et non à l'altitude du début de la diffusion. Quel que soit le choix du début de la diffusion, on peut voir que les résultats obtenus sur les valeurs de la densité en fonction de l'altitude déduites de l'observation des satellites en 1958 exigent le gradient le plus élevé $\beta = 0,6$. Il s'agit donc d'examiner les conditions dans lesquelles on obtient un tel gradient.

4. Le chauffage par la radiation solaire ultraviolette et la conduction

Lorsque la radiation solaire est absorbée, on peut considérer que sous une forme générale, la production de chaleur P ($\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$) prendra la forme

$$P = \sum n K E_{uv} e^{-\int_z^\infty n K dz} \quad dz = E_{uv} e^{-\tau} d\tau \quad (4.14)$$

où K est la section efficace d'absorption appropriée, E_{uv} est l'énergie solaire disponible pour le chauffage et τ est l'épaisseur optique définie par

$$d\tau = -n K dz \quad (4.15)$$

L'intégration de (4.14) indique donc que le flux de chaleur E à une altitude z est donné par une équation de la forme

$$E = E_\infty + E_{uv} (1 - e^{-\tau}) \quad (4.16)$$

où E_∞ est l'énergie d'une source de chaleur extérieure à la couche atmosphérique pouvant être, par exemple, l'énergie venant de l'extérieur transportée par conduction.

Ce chauffage ultraviolet est nul à très haute altitude $\tau = 0$, croît avec la diminution de l'altitude comme τE_{uv} , et atteint sa valeur maximum quand τ est très grand ($\tau = \infty$). A ce chauffage, il convient d'opposer les 3 modes de transport de chaleur: convection, radiation et conduction. Aux altitudes de la thermosphère supérieure, la convection ne jouera aucun rôle. Le transport par radiation sera faible, car N_2 et O_2 ne rayonnent pas dans l'infrarouge et ce n'est que l'atome d'oxygène qui peut émettre une radiation à 63μ . En présence de la radiation solaire, la perte de chaleur par la radiation de l'oxygène peut être négligée. Il ne reste que la conduction comme phénomène essentiel de transport de chaleur. C'est pourquoi il faut déterminer ses propriétés en tenant compte du flux déterminé par (4.16).

5. La conduction de la chaleur dans la thermosphère

La densité du flux de chaleur E_c est donnée par

$$E_c = -\lambda_c \text{ grad } T \quad (4.17)$$

où λ_c est la conductivité thermique que l'on détermine aisément en suivant comme d'habitude Chapman et Cowling. L'équation de continuité doit s'écrire

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + \text{div } E = P - L \quad (4.18)$$

où c_v est la chaleur spécifique à volume constant, P et L sont respectivement la production et la perte de chaleur par unité de temps et de volume.

En considérant que

$$\lambda_c = AT^{2/3} \quad (4.19)$$

où A est une constante appropriée, on obtient en posant

$$\theta = \int_{T_2}^T \frac{\lambda}{\lambda_2} dT \quad (4.20)$$

pour l'expression (4.18)

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{2/3}}{n} \nabla^2 \theta + \frac{A_1 T^{2/3}}{n A T_2^{2/3}} (P - L) \quad (4.21)$$

qui est l'équation différentielle pour la conduction où A_1 est la constante appropriée.

Si $\partial \theta / \partial t = 0$, c'est-à-dire si on a affaire à un état stationnaire, on obtient l'équation de Poisson,

$$\nabla^2 \theta + \frac{P - L}{A T_2^{2/3}} = 0 \quad (4.22)$$

S'il n'y a pas de production ou de perte de chaleur dans la couche atmosphérique considérée, on a l'équation de Laplace

$$\nabla^2 \theta = 0 \quad (4.23)$$

Lorsqu'on veut étudier un refroidissement d'une couche sans production et perte de chaleur à l'intérieur du volume, on écrira donc au lieu de (4.21),

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{A_1 T^{2/3}}{n} \nabla^2 \theta \quad (4.24)$$

On voit donc que la rapidité du refroidissement sera inversement proportionnelle à la concentration.

Afin d'avoir une première idée des conditions physiques, on peut d'abord utiliser la formule (4.17) appliquée à la composante z en négligeant la possibilité des différences horizontales. Des valeurs numériques s'obtiennent aisément. Ainsi

pour une atmosphère constituée d'azote et d'oxygène moléculaires, on peut écrire pour l'énergie $E(\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1})$

$$E(\text{N}_2, \text{O}_2) = -0,945 \times 10^{-3} \left(\frac{g}{900}\right)^{3/2} H^{1/2} \beta \quad (4.25)$$

Dans une atmosphère où l'oxygène atomique domine, on écrit

$$E(\text{O}) = -0,817 \times 10^{-3} \left(\frac{g}{900}\right)^{3/2} H^{1/2} \beta \quad (4.26)$$

On voit immédiatement que pour des hauteurs d'échelle de l'ordre de 50 km et un gradient $\beta = 0,5$, on obtient une densité de flux de l'ordre de $1 \text{ erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. Une telle valeur est de l'ordre de grandeur correct de l'ultraviolet solaire atteignant la thermosphère. En fait, on trouve que, pour des températures comprises entre 400°K et 1600°K , on obtient dans une atmosphère d'azote et d'oxygène,

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{km} = (20 \pm 6) E \quad (4.27)$$

si E est exprimé en $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, ou sous forme de gradient de hauteur d'échelle

$$\beta = (0,46 \pm 0,10) E \quad (4.28)$$

Cet examen élémentaire de la conduction indique bien qu'il y a une correspondance entre le chauffage par l'ultraviolet solaire avec une énergie atteignant ou dépassant $1 \text{ erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ et le gradient de température requis pour expliquer les hautes densités déduites de la variation de la période de rotation des satellites artificiels soumis au freinage atmosphérique.

6. La diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur

L'expression générale de la vitesse de transport par diffusion au sein d'un gaz neutre doit être prise dans Chapman et Cowling. L'application ne peut se faire aisément que pour un élément mineur diffusant dans une atmosphère où le gaz principal conserve à peu près ses propriétés en mélange comme en équilibre de diffusion. Remarquons que dans l'atmosphère terrestre l'azote moléculaire constituant 78% du volume total a une masse $M = 28$ alors que l'air parfaitement mélangé a une masse $M = 29$. Dès lors, la hauteur d'échelle $H(28)$ ne différant pas beaucoup de $H(29)$, on est assuré pour l'azote moléculaire d'un comportement dans sa distribution verticale à peu près analogue dans les conditions de diffusion et de mélange.

On peut écrire la formule du flux de diffusion F pour un constituant mineur sous la forme suivante:

$$F = \frac{3}{8} \frac{g_0 \sqrt{\pi/2}}{\pi \sigma^2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(1 + \frac{m}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} \frac{1}{T^{1/2}} \frac{n_1}{n} \left[\left(X - \frac{m_1}{m}\right) + \left(\beta - \frac{2H}{r}\right) (X - 1 - \alpha_T) \right] \quad (4.29)$$

où n_1 et n sont respectivement les concentrations du constituant mineur de masse m_1 et du constituant principal de masse m . L'atmosphère est caractérisée:

(1) par l'accélération de la pesanteur à l'altitude z

$$g = g_0 (r_0/r)^2 \quad (4.30)$$

si r et r_0 sont les rayons de la sphère à l'altitude z et $z = 0$.

(2) par la température T correspondant à la hauteur d'échelle H avec son gradient β .

(3) par la section efficace de diffusion représentée par $\pi\sigma^2$ où σ est le diamètre de collision.

Le symbole α_T représente le facteur de diffusion thermique qui devient important dans le cas de l'hélium et de l'hydrogène diffusant dans l'azote moléculaire. Sa valeur dans ce cas est de l'ordre de

$$\alpha_T = -0,4 \quad (4.31)$$

Le paramètre X est le paramètre de distribution verticale d'un constituant de concentration n_1 en présence du constituant de concentration n . On a, en effet, en vertu de la loi de l'hydrostatique,

$$\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} = - \frac{1 + \beta - 2H/r}{H} \quad (4.32)$$

dans une atmosphère à hauteur d'échelle variable H de gradient β et on peut donc écrire que tout autre constituant est distribué suivant une loi

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = X \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (4.33)$$

Si $X = 1$, on dira que les deux constituants sont soumis à une distribution de mélange. D'autre part, si on écrit dans (4.29) que le flux de diffusion est nul, on obtient une valeur nulle pour le crochet et dès lors

$$X_D = \frac{m_1/m + (\beta - 2H/r)(1 + \alpha_T)}{1 + (\beta - 2H/r)} \quad (4.34)$$

représente le paramètre de distribution verticale du constituant de concentration n_1 . Dans le cas où $m = \text{constante}$, on voit que, si l'atmosphère est isotherme,

$$\beta = 2H/r \quad (4.35)$$

et dès lors, X prend la forme simple dans le cas de l'équilibre de diffusion, (4.34),

$$X_D = m_1/m \quad (4.36)$$

En réalité, m varie car plusieurs constituants interviennent et la formule (4.36) n'a qu'une valeur d'indication.

Si, dans une distribution atmosphérique, on a

$$X > X_D \quad (4.37)$$

on affirme que la concentration du constituant considéré décroît plus rapidement avec l'altitude que dans le cas de l'équilibre de diffusion et un transport vertical existe donc en vertu de (4.29).

Revenons, après ces quelques définitions, à l'équation (4.29) en introduisant es valeurs numériques. On obtient dans le cas de l'atmosphère terrestre, pour un flux $F \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$

$$F = 1,79 \times 10^{13} \left(1 + \frac{m}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{T}\right)^{1/2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \frac{n_1}{n} \left[\left(X - \frac{m_1}{m}\right) + \left(\beta - \frac{2H}{r}\right)(X - 1 - \alpha_T) \right] \quad (4.38)$$

qui devient dans l'homosphère où $X = 1$,

$$F = 1,79 \times 10^{13} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \left(1 + \frac{m}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{T}\right)^{1/2} \frac{n_1}{n} \left[1 - \frac{m_1}{m} - \alpha_T \left(\beta - \frac{2H}{r}\right) \right] \quad (4.39)$$

On voit donc que la diffusion transporte à peu près le nombre de particules à toutes les altitudes. Les différences qui apparaissent sont dues à un faible effet du facteur $(r_0/r)^2$, à la température T et à son gradient. Il faut donc pour éviter l'équilibre de diffusion que l'échange de masse par le brassage de l'air compense à tout instant le transport permanent par diffusion. De là, on peut conclure qu'aux altitudes où le temps de diffusion devient très court, le processus de diffusion ne peut plus être contrebalancé. Ainsi, l'atmosphère voit ses constituants distribués verticalement suivant la loi de diffusion

$$\frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{H_i} \left[1 + \left(\beta_i - \frac{2H_i}{r}\right)(1 + \alpha_T) \right] \quad (4.40)$$

indiquant que tout constituant suit sa propre distribution fixée par sa hauteur d'échelle H_i et son gradient β_i .

En rappelant que (4.29) ou (4.39) fournissant le flux de diffusion correspondant à

$$F = n_1 w_1 \quad (4.41)$$

où w_1 est la vitesse de diffusion, on peut déterminer les valeurs du temps de diffusion τ_D . L'équation de continuité

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_1 w_1) = 0 \quad (4.42)$$

conduit à la formule suivante

$$\tau_D = A(r/r_0) n H^{3/2} \quad (4.43)$$

où A est une constante appropriée. Les valeurs relatives (voir Fig. 3 pour des valeurs absolues) que l'on obtient à partir de (4.43) sont les suivantes pour les conditions adoptées précédemment entre 100 et 120 km.

Altitude (km)	120	115	110	105	100
τ_D	1	1,6	2,6	4,6	8,9

Ces valeurs indiquent combien le temps de diffusion décroît rapidement avec l'altitude alors que le temps de mélange doit augmenter rapidement en fonction de la hauteur. C'est pourquoi les observations effectuées par fusées décèlent la diffusion dans cette région de la thermosphère.

Enfin, en appliquant la formule (4.39) à l'altitude de 100 km, où on admet que le mélange subsiste encore, on peut avoir une idée des flux de diffusion. En prenant comme exemple l'argon de masse $M_1 = 40$, l'hélium-4 avec $M = 4$, l'hélium-3 avec $M = 3$ et les rapports respectifs n_1/n qui existent dans l'homosphère, on obtient

$$F_{100 km}(A^{40}) = - 3,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (4.44a)$$

$$F_{100 km}(\text{He}^4) = 8,8 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (4.44b)$$

$$F_{100 km}(\text{He}^3) = 1,3 \times 10^2 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (4.44c)$$

Quant à l'hydrogène atomique qui n'apparaît qu'au niveau de la mésopause à la suite de divers processus de dissociation, on obtient en admettant une concentration de l'ordre de

$$n_{100 km}(\text{H}) = 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad (4.45)$$

le flux correspondant

$$F_{100 km}(\text{H}) = 2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (4.44d)$$

Les flux (4.44a) à (4.44d) fixent donc les nombres d'atomes que peut transporter la diffusion à partir des conditions de mélange. En d'autres termes, il s'agit de valeurs maxima avant que ne s'établisse pour les divers constituants l'équilibre de diffusion où le transport est nul.

Dès que l'on a introduit ces flux maxima, on doit tirer immédiatement des conséquences devant nécessairement en résulter s'il existe un échappement de ces atomes au sommet de l'atmosphère par suite de vitesses cinétiques atteignant la vitesse de libération. Dans ce cas, il faut donc admettre dans le cas d'un état stationnaire l'existence d'une distribution verticale résultant de l'équivalence du flux de diffusion

$$F = F_0 (r_0/r)^2 \quad (4.46)$$

avec celui résultant de l'échappement. Si, pour une concentration exosphérique d'un élément déterminé, le flux de libération est supérieur à celui que peut supporter la diffusion, la distribution thermosphérique s'adaptera aux conditions fixées par la distribution. Nous verrons plus loin que c'est le cas pour l'hydrogène, mais

que, pour l'hélium, le flux de diffusion est toujours capable de supporter le flux de libération. Il en résulte donc que la distribution verticale de l'hélium sera, dans le domaine où la diffusion l'emporte sur le mélange, une distribution d'équilibre de diffusion. Au contraire, dans le cas de l'hydrogène, le flux d'atomes libérés dépendra toujours du flux que peut supporter la diffusion et ainsi la distribution verticale de l'hydrogène à partir des conditions de mélange ne pourra atteindre l'équilibre de diffusion qu'à des altitudes très élevées.

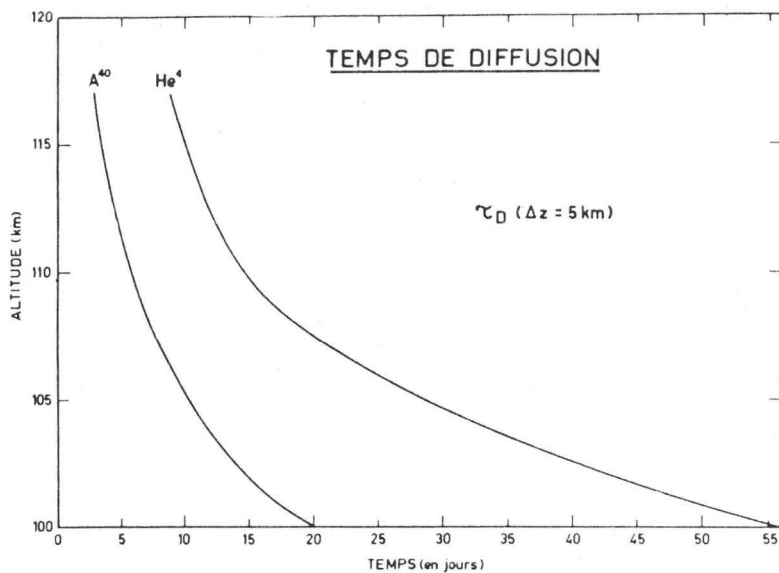


Fig. 3. Temps nécessaires pour abaisser de 5 km le début du niveau de diffusion de l'argon et de l'hélium.

7. La distribution verticale de la densité et de la température dans la région de diffusion de la thermosphère

Les conditions aux limites étant fixées à 120 km, on peut donc appliquer les conditions de diffusion en tenant compte de la conduction entre 120 km et 150 km en se rappelant les conditions fixées par (4.4) et (4.12).

Les diverses variations que l'on impose a priori au gradient de la hauteur d'échelle β montrent que l'on peut traiter le problème de la distribution verticale de la densité en introduisant au départ une forte valeur de β , après quoi on utilise la formule de refroidissement par conduction (4.24). En effet, la densité à des niveaux de l'ordre de 500 km au-delà de la thermopause dépend essentiellement:

- (a) de la température atteinte à la thermopause,
- (b) du gradient de température vers 150 km où la densité reste constante.

TABLEAU VIII.- Température (°K)

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	324	324	324	324	324	324	324	324	324
130	509	509	509	509	509	509	509	509	509
140	694	694	696	695	688	677	664	649	634
150	877	873	863	852	829	803	777	751	726
160	1059	1022	1002	982	941	902	864	827	793
170	1212	1148	1117	1088	1031	979	930	884	842
180	1340	1252	1212	1174	1104	1039	981	927	878
190	1448	1340	1292	1246	1162	1087	1020	960	905
200	1540	1414	1358	1305	1210	1126	1051	985	925
210	1618	1477	1413	1355	1248	1156	1075	1004	940
220	1685	1530	1460	1396	1280	1180	1094	1018	951
240	1791	1613	1532	1458	1327	1215	1120	1037	965
260	1870	1674	1585	1503	1358	1237	1136	1048	973
280	1930	1719	1622	1534	1379	1252	1145	1054	977
300	1975	1752	1650	1556	1393	1261	1150	1057	978
320	2010	1777	1670	1572	1402	1267	1153	1059	
340	2036	1796	1685	1583	1408	1271	1155		
360	2057	1809	1695	1590	1411	1272			
380	2073	1819	1702	1594	1412				
400	2086	1826	1707	1597					
420	2096	1831	1710	1598					
440	2104	1835	1711						
460	2110	1837							
480	2115								
500	2119								

TABLEAU IX.- Densité (gm cm⁻³) Oxygène et Azote

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹	3,54x10 ⁻¹¹
130	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,04	1,02
140	4,52x10 ⁻¹²	4,52x10 ⁻¹²	4,52x10 ⁻¹²	4,52x10 ⁻¹²	4,59x10 ⁻¹²	4,65x10 ⁻¹²	4,71x10 ⁻¹²	4,76x10 ⁻¹²	4,71x10 ⁻¹²
150	2,41	2,43	2,43	2,48	2,54	2,59	2,62	2,65	2,61
160	1,46	1,50	1,52	1,54	1,58	1,61	1,63	1,64	1,60
170	9,79x10 ⁻¹³	1,01	1,03	1,04	1,07	1,08	1,08	1,08	1,05
180	7,01	7,26x10 ⁻¹³	7,33x10 ⁻¹³	7,42x10 ⁻¹³	7,54x10 ⁻¹³	7,58x10 ⁻¹³	7,54x10 ⁻¹³	7,44x10 ⁻¹³	7,14x10 ⁻¹³
190	5,25	5,40	5,45	5,48	5,53	5,51	5,42	5,28	5,00
200	4,07	4,14	4,17	4,17	4,16	4,10	3,98	3,84	3,59
210	3,22	3,25	3,25	3,24	3,20	3,11	2,98	2,83	2,61
220	2,61	2,60	2,58	2,56	2,50	2,39	2,27	2,12	1,93
240	1,77	1,72	1,70	1,66	1,58	1,47	1,35	1,23	1,09
260	1,26	1,19	1,16	1,11	1,03	9,35x10 ⁻¹⁴	8,36x10 ⁻¹⁴	7,40x10 ⁻¹⁴	6,35x10 ⁻¹⁴
280	9,20x10 ⁻¹⁴	8,47x10 ⁻¹⁴	8,10x10 ⁻¹⁴	7,71x10 ⁻¹⁴	6,93x10 ⁻¹⁴	6,11	5,31	4,57	3,81
300	6,86	6,15	5,80	5,44	4,76	4,08	3,45	2,89	2,35
320	5,20	4,54	4,23	3,91	3,32	2,77	2,29	1,87	1,48
340	4,00	3,40	3,13	2,86	2,36	1,92	1,54	1,23	9,55x10 ⁻¹⁵
360	3,11	2,58	2,34	2,11	1,70	1,34	1,06	8,23x10 ⁻¹⁵	6,26
380	2,44	1,98	1,77	1,58	1,24	9,56x10 ⁻¹⁵	7,34x10 ⁻¹⁵	5,60	4,16
400	1,93	1,53	1,36	1,19	9,11x10 ⁻¹⁵	6,89	5,16	3,86	2,81
420	1,55	1,20	1,04	9,07x10 ⁻¹⁵	6,78	5,01	3,68	2,69	1,92
440	1,24	9,42x10 ⁻¹⁵	8,13x10 ⁻¹⁵	6,97	5,08	3,68	2,64	1,89	1,33
460	1,00	7,46	6,37	5,40	3,84	2,73	1,92	1,35	9,24x10 ⁻¹⁶
480	8,14x10 ⁻¹⁵	5,95	5,02	4,21	2,93	2,04	1,40	9,64x10 ⁻¹⁶	6,48
500	6,65	4,78	3,98	3,30	2,25	1,53	1,03	6,95	4,58

Afin d'obtenir la plus large variation de la température à la thermopause représentant les conditions les plus diverses, nous adoptons les conditions suivantes entre 150 et 160 km:

Modèle	n^{00} ($\beta = 0, 6$)	1	1,5	2	3	4	5	6	7
$T(150 \text{ km})$	877	873	864	852	829	803	777	751	726
$(dT/dz)_{\text{km}}$	18	15	14	13	11	10	9	8	7

Avec de telles conditions, on peut calculer à partir de 120 km, quelle est la distribution verticale de la température et les densités correspondantes. Les tableaux VIII et IX présentent ces deux paramètres pour les 9 cas envisagés plus haut. On obtient ainsi les densités atmosphériques s'appliquant à une variation de plus de 1000°K dans la température de la thermopause. On voit combien la variation de la densité est importante aux hautes altitudes; elle atteint un facteur 10 à l'altitude de 500 km. La Fig. 4 précise sous quelle forme la densité diminue avec l'altitude suivant les divers gradients adoptés à 150 km et les températures atteintes au niveau de la thermopause. Il convient, en outre, de retenir que ces distributions verticales de la densité dépendent très fortement de la masse moléculaire moyenne. On voit, par exemple, à la Fig. 4 la courbe représentant la distribution verticale de

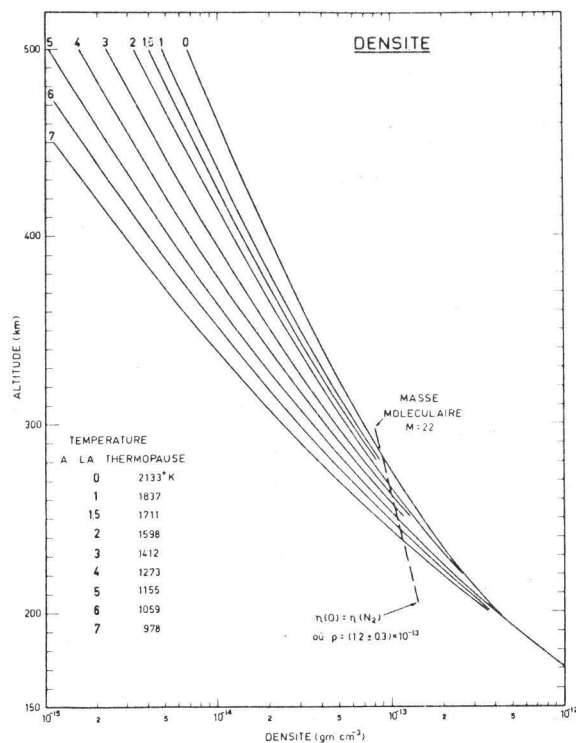


Fig. 4. Variation de la distribution verticale de la densité dans l'atmosphère en équilibre de diffusion en fonction de la température.

$n(O) = n(N_2)$ qui apparaît à une densité totale $\rho = (1,2 \pm 0,3) \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3}$ entre 200 km et 300 km. D'ailleurs la Fig. 5 montre comment la masse moléculaire varie en fonction de l'altitude et de la température. Ces diverses variations de la densité doivent être expliquées par l'expression dérivant des équations de la statique et d'un gaz parfait:

$$\frac{d\rho g}{\rho g} = - \frac{1 + \beta}{\beta} \frac{dH}{H} \quad (4.47)$$

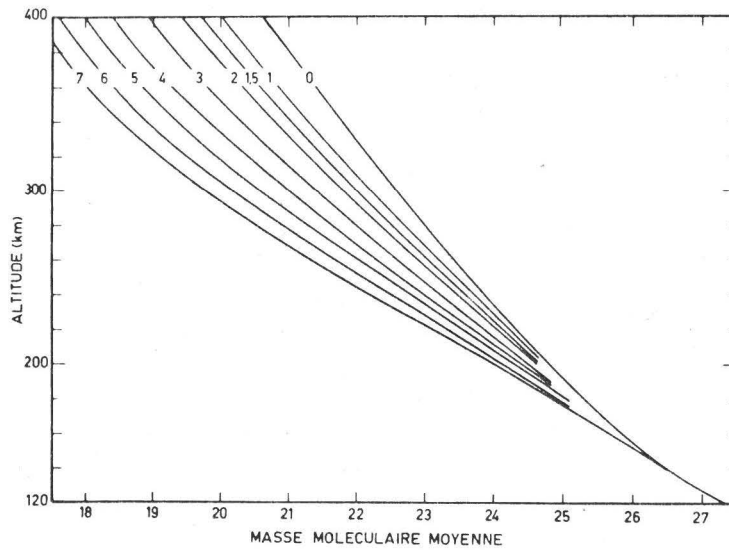


Fig. 5. Masse moléculaire moyenne. Variation en fonction de la température (voir Tableau VIII pour les valeurs des températures).

Si on admet pour un intervalle déterminé une valeur constante pour β , on obtient par intégration de (4.47)

$$\frac{\rho g}{\rho_0 g_0} = \exp \left[- \frac{(1 + \beta)z}{\frac{1}{2}(H + H_0)} \left\{ 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\beta z}{(H_0 + H)} \right)^2 + \dots \right\} \right] \quad (4.48)$$

L'utilisation de (4.47) qui représente les conditions réelles est à rapprocher de

celle d'une équation fréquemment employée dans l'analyse de la variation de la période de rotation des satellites artificiels

$$\frac{d\rho}{\rho} = - \frac{dz}{H\rho} \quad (4.49)$$

où $H\rho$ ne représente qu'un paramètre adéquat pour le calcul et non la hauteur d'échelle atmosphérique. Les tableaux X, XI, XII et XIII présentent les résultats respectivement à 150 km, 200 km, 300 km et 400 km.

Le caractère essentiel des données du tableau X se rapportant à 150 km est que les paramètres $H\rho$ et M sont pratiquement constants alors que la hauteur d'échelle atmosphérique H et son gradient β varient fortement. En d'autres termes, on ne peut déceler des variations de température à 150 km en effectuant une analyse de la densité atmosphérique. Ceci signifie que l'étude de la variation de la période des satellites ne peut fournir des indications physiques sur la structure de l'atmosphère aux altitudes de l'ordre de 150 km.

A 200 km (voir tableau XI) le gradient β de la hauteur d'échelle atmosphérique est réduit à 50% de sa valeur à 150 km. On constate, en outre, que même pour une variation de température de 500°K , la densité reste pratiquement constante, c'est-à-dire correspond à

$$\rho_{200 \text{ km}} = (4,1 \pm 0,1) \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3} \quad (4.50)$$

pour $1050^\circ\text{K} \leq T \leq 1550^\circ\text{K}$. Ceci montre combien les conditions aux limites introduites à 120 km jouent un rôle essentiel. Il convient enfin de remarquer que

TABLEAU X.- Paramètres physiques à 150 km

No	$T^{(1)}$	$H^{(2)}$	$\beta_{150-160}^{(3)}$	$H_0^{(4)}$	$\rho^{(5)}$	$p^{(6)}$	$M^{(7)}$	$n^{(8)}$
0	877	29,8	0,67	20,0	2,41(-12)	5,0(-6)	26,2	5,6(+10)
1	873	29,6	0,56	20,7	2,43	5,0	26,2	5,6
1,5	863	29,3	0,53	20,9	2,45	5,0	26,2	5,6
2	852	28,9	0,48	21,0	2,48	5,0	26,2	5,7
3	829	28,1	0,44	21,0	2,54	5,0	26,1	5,8
4	803	27,3	0,38	21,0	2,59	5,0	26,1	6,0
5	777	26,4	0,35	21,1	2,62	4,9	26,1	6,0
6	751	25,6	0,31	20,8	2,65	4,8	26,1	6,1
7	726	24,7	0,28	20,4	2,61(-12)	4,5(-6)	26,1	6,0(+10)

(1) Température en $^\circ\text{K}$; (2) Hauteur d'échelle atmosphérique en km; (3) Gradient de la hauteur d'échelle atmosphérique pour l'intervalle indiqué; (4) Le paramètre de la distribution verticale de la densité $H\rho$ introduit dans la formule (4.49); (5) La densité exprimée en gm cm^{-3} où le symbole (-12) signifie 10^{-12} ; (6) La pression exprimée en mm Hg où le symbole (-6) est utilisé pour 10^{-6} ; (7) M est la masse molaire moyenne avec $M = 16$ pour l'oxygène atomique; (8) n est la concentration totale par cm^3 avec (+10) pour 10^{10} .

Les mêmes symboles s'appliquent aux tableaux XI, XII et XIII.

TABLEAU XI. Conditions atmosphériques à 200 km.

No	T	H	$\beta_{200-210}$	H _p	ρ	p	M	n
0	1540	56,0	0,32	42,7	4,07(-13)	1,6(-6)	24,8	9,9(+9)
1	1414	51,8	0,27	41,3	4,14	1,5	24,7	1,0(+10)
1,5	1358	49,6	0,25	40,1	4,17	1,4	24,7	1,0
2	1305	47,8	0,23	39,6	4,17	1,4	24,6	1,0
3	1210	44,3	0,20	38,1	4,16	1,3	24,5	1,0
4	1126	41,6	0,18	36,2	4,10	1,2	24,4	1,0(+10)
5	1051	39,0	0,15	34,5	3,98	1,1(-6)	24,3	9,9(+9)
6	985	36,8	0,13	32,0	3,84	9,8(-7)	24,1	9,6
7	925	34,8	0,13	31,3	3,59	8,6	24,0	9,0

TABLEAU XII.- Conditions atmosphériques à 300 km

No	T	H	$\beta_{300-320}$	H _p	ρ	p	M	n
0	1975	81,3	0,18	73,7	6,86(-14)	3,7(-7)	22,6	1,8(+9)
1	1752	73,3	0,16	65,9	6,15	3,0	22,2	1,7
1,5	1650	69,6	0,15	63,3	5,80	2,7	22,0	1,6
2	1556	66,3	0,14	60,6	5,44	2,4	21,8	1,5
3	1393	60,5	0,12	55,5	4,76	1,9	21,4	1,3
4	1261	55,8	0,12	51,7	4,08	1,5	21,0	1,2
5	1150	52,0	0,11	48,8	3,45	1,2(-7)	20,4	1,0(+9)
6	1057	48,7	0,10	46,1	2,89	9,4(-8)	20,2	8,6(+8)
7	978	46,0	0,10	43,3	2,35	7,2	19,8	7,2

TABLEAU XIII.- Conditions atmosphériques à 400 km

No	T	H	$\beta_{400-420}$	H _p	ρ	p	M	n
0	2086	96,9	0,14	91,2	1,93(-14)	1,2(-7)	20,6	5,6(+8)
1	1826	87,3	0,13	82,3	1,53	8,7(-8)	20,0	4,6
1,5	1707	82,8	0,12	74,6	1,36	7,3	19,7	4,1
2	1597	78,6	0,11	73,6	1,19	6,1	19,4	3,7
3	1412	71,6	0,10	67,7	9,11(-15)	4,2	18,9	2,9
4	1272	66,2	0,09	62,7	6,89	3,0	18,4	2,2
5	1155	61,5	0,08	59,2	5,16	2,1	18,0	1,7
6	1059	57,6	0,07	55,4	3,86	1,4(-8)	17,6	1,3(+8)
7	978	54,2	0,08	52,6	2,81	9,9(-9)	17,3	9,8(+7)

la masse moléculaire moyenne à 200 km ne varie pas beaucoup et on peut retenir la valeur suivante:

$$M_{200 \text{ km}} = 24,5 \pm 0,5 \quad (4.51)$$

L'examen des tableaux XII et XIII représentant respectivement les conditions à 300 km et 400 km montre que l'amplitude de la variation des paramètres physiques croît avec l'altitude. Ainsi, la densité varie d'un facteur 10 pour une variation de température de 2100°K à 900°K tandis que la masse moléculaire M tombe à 17 pour les températures inférieures à 1000°K. On voit ainsi comment la hauteur d'échelle H variant d'un facteur 2 dépend du rapport T/M .

Il s'agit maintenant de voir comment ces conditions théoriques s'interprètent dans le cadre des observations. Tout d'abord quelques valeurs extraites de l'analyse de King-Hele et Walker au Symposium de COSPAR à Florence, en avril 1961, conduisent aux valeurs suivantes de la densité ρ (gm cm^{-3}):

	Moyenne du jour		Moyenne de la nuit	
	Fin 1958	Fin 1960	Fin 1959	Fin 1960
300 km	$3,6 \times 10^{-14}$	$2,5 \times 10^{-14}$	$2,8 \times 10^{-14}$	$2,3 \times 10^{-14}$
400 km	$1,2 \times 10^{-14}$	$5,7 \times 10^{-15}$	$4,5 \times 10^{-15}$	$2,4 \times 10^{-15}$

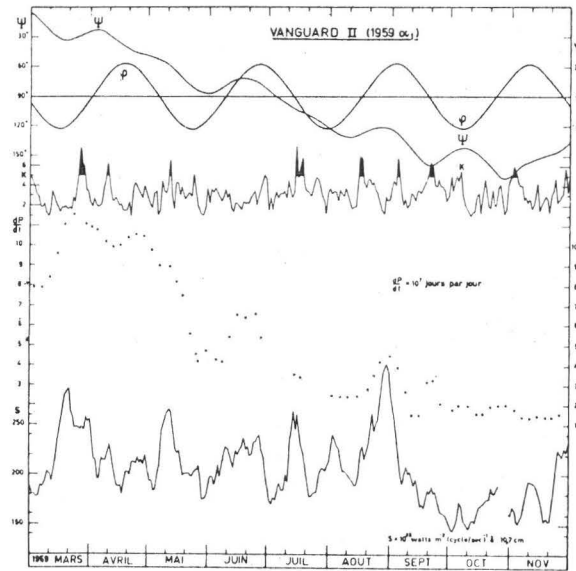


Fig. 6. Accélération orbitale ($-dP/dt$), du satellite Vanguard II, 1959 α_1 . φ est la latitude du périégée, Ψ la distance angulaire du périégée au point subsolaire. L'activité solaire est représentée par les valeurs journalières S à 10,7 cm et l'activité magnétique par l'indice K . Effet diurne remarquable.

On voit immédiatement que la densité varie entre le jour et la nuit et dès lors (tableaux XII et XIII), la variation diurne de la température est très marquée.

En outre, la densité et, par conséquent, la température de jour et de nuit sont nettement plus élevées au cours du maximum d'activité solaire en 1958 qu'en 1960 (voir Fig. 2, pour un indice d'activité solaire).

Ces deux variations (variation diurne et variation solaire) de la densité démontrent que le chauffage de l'atmosphère a lieu par absorption du rayonnement ultraviolet variable en fonction de l'activité solaire et que le refroidissement nocturne a lieu par conduction. De là, une conclusion importante peut être exprimée: les régions supérieures de l'atmosphère ont une tendance très marquée à l'isothermie.

Afin de déterminer les conditions aux altitudes supérieures à 500 km, il convient de se référer à des satellites dont le périégée est situé le plus haut possible. On a ainsi le Vanguard II (1959 α_1) dont le périégée est situé au voisinage de 560 km. La Fig. 6 indique comment la période dP/dt a varié entre mars et novembre 1959. Alors que la latitude du périégée s'est toujours maintenue entre $\pm 30^\circ$, sa position par rapport au soleil (angle ψ) l'a fait passer de l'hémisphère soumis au champ de radiation du soleil ($\psi < 90^\circ$) à l'hémisphère de nuit. Ces deux périodes correspondant respectivement à mars-juin et juillet-novembre sont nettement marquées dans la variation de la période. Ainsi, la variation diurne de la densité est indubitable. D'autre part, les fluctuations dans le rayonnement solaire à 10,7 cm apparaissent dans les fluctuations de la période de rotation.

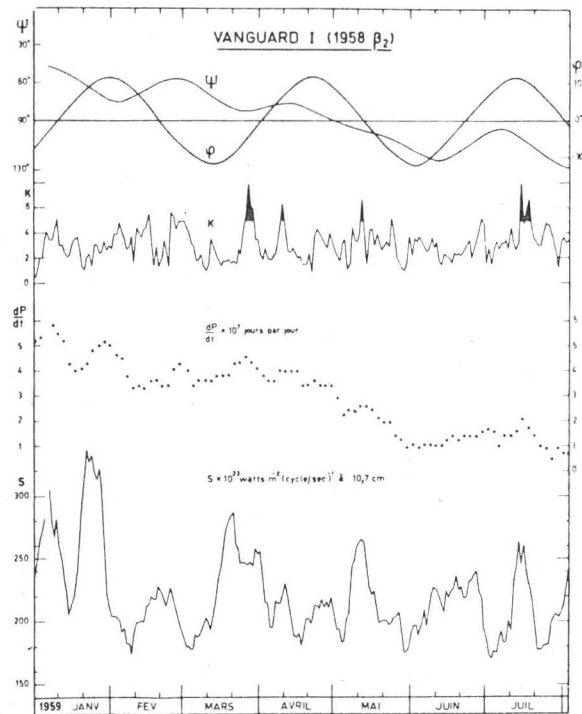


Fig. 7. Variation de la période de rotation du satellite 1958 β_2 de janvier à juillet 1959. Voir figure 6 pour la signification des symboles. Effet visible de la variation du rayonnement solaire.

TABLEAU XIV.- Conditions atmosphériques à 560 km

No	T	H	$\beta_{560-580}$	H ρ	ρ	p	M	n
0	2128	118,3	0,12	104,2	3,72(-15)	2,7(-8)	18,0	1,2(+8)
1	1837	105,9	0,11	100,2	2,54	1,7	17,4	8,8(+7)
1,5	1711	100,4	0,10	95,2	2,06	1,3(-8)	17,1	7,3
2	1598	95,4	0,10	90,1	1,66	9,8(-9)	16,8	5,9
3	1412	87,1	0,09	83,3	1,06(-15)	5,7	16,3	3,9
4	1272	80,9	0,10	76,9	6,85(-16)	3,4	15,8	2,6
5	1155	75,8	0,10	70,9	4,36	2,0	15,3	1,7
6	1059	72,0	0,12	66,7	2,78	1,2(-9)	14,8	1,1(+7)
7	978	69,7	0,16	63,5	1,74(-16)	7,6(-10)	14,1	7,4(+6)

TABLEAU XV.- Conditions atmosphériques à 650 km

No	T	H	$\beta_{650-700}$	H ρ	ρ	p	M	n
0	2131	128,8	0,10	124,2	1,66(-15)	1,3(-8)	17,1	5,9(+7)
1	1837	114,8	0,10	109,9	1,07(-15)	7,4(-9)	16,5	3,9
1,5	1711	109,0	0,10	104,8	8,25(-16)	5,4	16,2	3,1
2	1598	103,8	0,10	99,3	6,32	4,0	15,9	2,4
3	1412	95,5	0,11	90,6	3,70	2,1	15,2	1,5(+7)
4	1272	90,1	0,12	84,3	2,19	1,2(-9)	14,6	9,1(+6)
5	1155	86,8	0,19	78,2	1,28(-16)	6,7(-10)	13,7	5,6
6	1059	86,0	0,26	74,5	7,55(-17)	3,9	12,7	3,6
7	978	88,3	0,36	72,6	4,42	2,4	11,4	2,3

La même analyse peut être effectuée pour le satellite Vanguard I (1958 β_2) dont le périégée est à 650 km. La Fig. 7 présente les mêmes détails que ceux apparaissant dans la Fig. 6. On observe encore la variation diurne et la variation solaire traduisant l'effet du chauffage par radiations électromagnétiques et refroidissement par conduction.

Afin de suivre la variation des conditions physiques à 560 km et 650 km, les tableaux XIV et XV présentent les paramètres physiques qui doivent être utilisés à la suite de l'extrapolation des conditions fixées au tableau VIII. La première constatation à faire est que la masse moléculaire moyenne devient inférieure à $M = 16$ (oxygène atomique pur) lorsque la température devient relativement faible. Ceci est dû à l'introduction de l'hélium qui apparaît comme un constituant principal par suite de la diffusion dans la thermosphère. Nous discuterons ce problème plus loin avec plus de détails, car auparavant, il faut souligner les résultats que l'on obtient pour des satellites dont le périégée est situé au-delà de 1000 km. La Fig. 8 est présentée pour indiquer la variation du satellite Echo I entre le mois d'août 1960 et le mois de janvier 1961 afin de montrer comment la variation de la période s'est toujours adaptée à la variation solaire alors que son périégée passait de 1600 km à 900 km.

L'analyse de cette variation montre que la densité requise au delà de 1000 km ne peut s'expliquer que par la présence d'hélium. La seule présence de l'oxygène atomique ne peut fournir l'explication de la diminution lente de la densité de 650 km à 1500 km, si ce n'est en introduisant des hypothèses qui ne peuvent être justifiées physiquement.

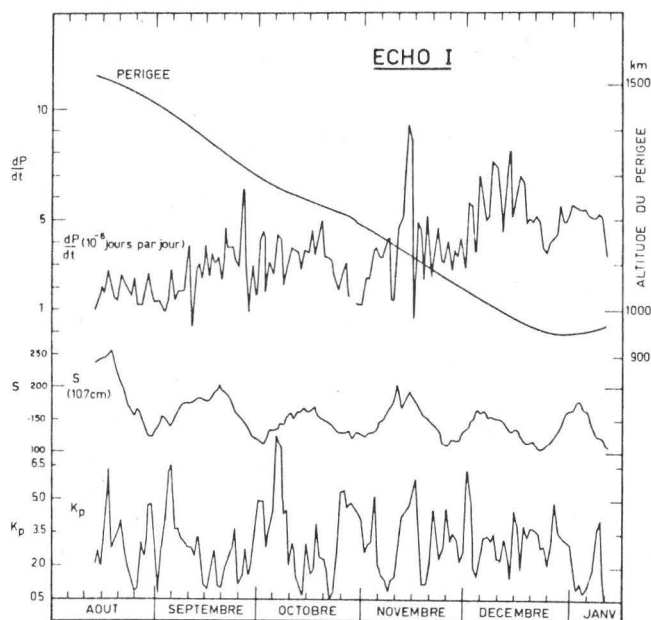


Fig. 8. Variation de la période de rotation du satellite Echo I du mois d'août 1960 à janvier 1961.

Afin de résumer l'analyse de la comparaison entre les distributions théorique et observationnelle de la densité, nous présentons à la Fig. 9 les températures de la thermopause associées avec les densités que divers auteurs ont obtenues. On voit ainsi la gamme des températures requises pour tenir compte simultanément de l'effet diurne et de l'effet solaire qui sont deux phénomènes remarquables dont le caractère est absolument général.

En reprenant l'analyse des résultats obtenus par des satellites dont le périhélie est situé aux environs de 200 km, on peut encore souligner d'autres aspects du comportement de l'atmosphère. D'abord, la Fig. 10 présente les données du Sputnik III (1958 δ_2) de janvier à novembre 1959. Alors que la variation maximum de dP/dt est $\pm 60\%$, le périhélie s'est déplacé du 1er janvier 1959 de 24°S à 65°S au début de juin et est retourné à 10°S à la fin de novembre 1959. L'altitude du périhélie a été fixée en grande partie par sa position au-dessus de l'ellipsoïde terrestre. Ainsi, lorsque le périhélie s'est trouvé à 65°S , on doit tenir compte de la différence d'altitude de 18 km par rapport à l'équateur pour une même distance au centre de la Terre. Ainsi, une diminution de dP/dt de 30 à 40% peut être expliquée (voir Fig. 10) par l'effet d'aplatissement de la terre. L'effet de latitude est en réalité dû au changement

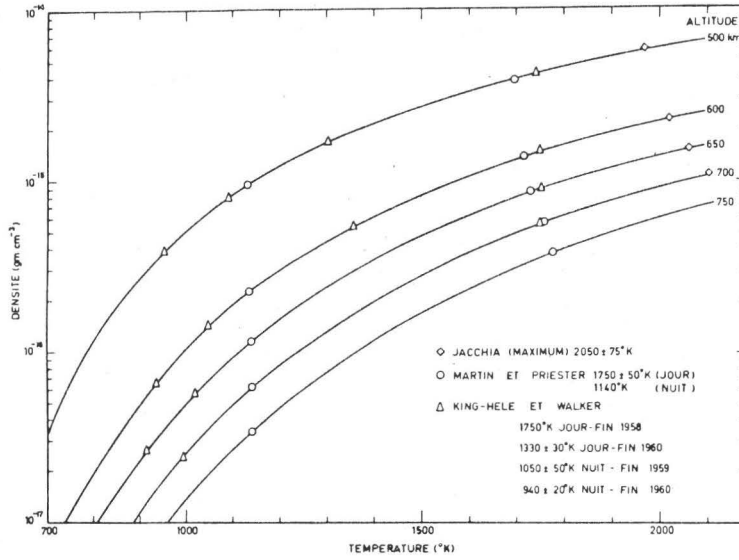


Fig. 9. Densités entre 500 km et 750 km et températures correspondantes de l'atmosphère isotherme rms déduites des valeurs de la densité obtenues par Jacchia, Martin et Priester, King-Hele et Walker.

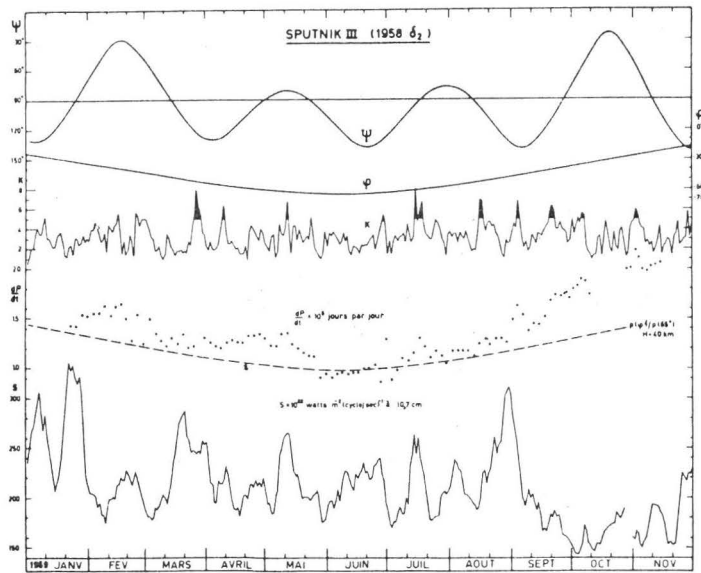


Fig. 10. Accélération orbitale du Sputnik III (1958 δ_2). Voir figure 6 pour les symboles. Effet d'altitude décelé par la courbe $\rho(\varphi)/\rho(65^\circ)$.

dans l'altitude du périégée. Il apparaît, en effet, que l'effet de latitude est tellement faible qu'il est toujours masqué au sein de la variation diurne par l'effet d'activité solaire.

Un effet dont l'importance est capitale est celui associé aux orages magnétiques et qui fut trouvé pour la première fois dans l'analyse des variations de la période du Sputnik III (1958 δ_1) par Jacchia. La Fig. 11 montre comment des variations re-

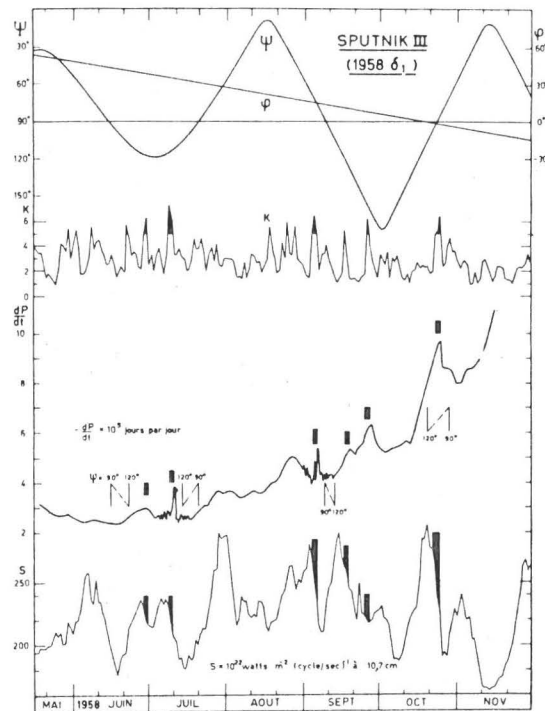


Fig. 11. Accélération orbitale du Sputnik III (1958 δ_1). Voir figure 6 pour les symboles. Effet des orages magnétiques manifesté par l'accroissement de $-dP/dt$.

marquables apparaissent lorsque l'indice géomagnétique dépasse $K = 5$. On note des effets qui traduisent une forte augmentation de la densité et par conséquent de la température au cours des orages magnétiques. Il ne peut s'agir d'un effet *direct* de bombardement corpusculaire, car le phénomène a un caractère mondial apparaissant aussi bien dans la ceinture équatoriale qu'aux hautes latitudes. Encore une fois, les données de la Smithsonian Institution analysées par Jacchia et présentées à la Fig. 12 démontrent comment la variation de la densité est étroitement associée à celle de l'indice magnétique et comment l'amplitude de la variation est une fonction de l'altitude. Ceci correspond à un accroissement général de la température amplifiant la variation de la densité en fonction de l'altitude croissante à partir de 200 km.

Il faut donc conclure que lors d'une perturbation magnétique, un chauffage général de l'atmosphère se produit. Ce chauffage ne peut avoir un caractère local

et ne peut être lié à la distribution des lignes de force du champ géomagnétique comme dans le cas typique des aurores polaires. Comme il apparaît dans l'hémisphère éclairé comme dans l'hémisphère non éclairé, à l'équateur comme aux latitudes moyennes, il faut recourir à un chauffage du type hydromagnétique suggéré par Dessler. Il faudra donc adapter les conditions du plasma afin de fournir l'énergie requise pour expliquer le chauffage général de l'atmosphère supérieure en fonction des conditions magnétiques.

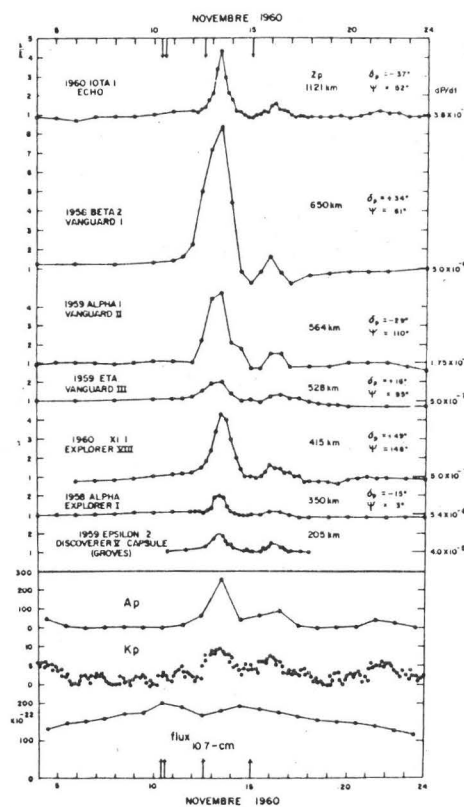


Fig. 12. Variation dP/dt indiquant l'accroissement de la densité apparaissant à toutes les altitudes au cours des orages magnétiques de novembre 1960. Etude de Jacchia.

8. Les conditions physiques des constituants neutres au début de l'exosphère

Dès que l'on veut préciser les conditions dans l'exosphère, il convient de déterminer jusqu'à quelle altitude les conditions de l'équation de la statique peuvent s'appliquer. S'il n'y a pas d'échappement de l'atmosphère, il suffit de tenir compte de l'effet de la force centrifuge dans une atmosphère en rotation. Dans ce cas,

on tient compte de la rotation à une distance r du centre de la Terre dans une atmosphère isotherme en écrivant

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = -\frac{m_1 g}{kT} + \frac{m_1 \omega_e^2 r \sin^2 \theta_e}{kT} \quad (4.52)$$

où ω_e est la vitesse angulaire de la Terre et θ_e représente la colatitude. En utilisant (4.52), on peut donc déterminer la distribution verticale du constituant dont on connaît la concentration au début de l'exosphère.

Lorsqu'une libération existe, il faut tenir compte à une certaine distance au sein de l'exosphère de l'ensemble des trajectoires suivies par l'élément considéré. C'est pourquoi il convient d'examiner les conditions de libération d'un gaz.

L'application de la théorie cinétique des gaz permet d'écrire que le nombre d'atomes par unité de volume n_c possédant des vitesses entre v et $v + dv$ à l'intérieur d'un angle solide $d\omega$ avec une surface élémentaire ds est

$$n_c \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2 dv d\omega \quad (4.53)$$

On considère que les atomes s'échappant de l'atmosphère sont les atomes ayant des vitesses supérieures à une vitesse critique v_c , c'est-à-dire ayant une énergie

$$\frac{1}{2} m v_c^2 = mV > mg_a \frac{a^2}{r_c} \quad (4.54)$$

où V est le potentiel de gravité à une distance r_c (niveau critique), g_a l'accélération de la pesanteur à la distance a du centre de la Terre.

Pour obtenir le flux F_c d'atomes s'échappant par cm^2 et par seconde, il suffit de considérer parmi les atomes passant au travers de la surface unité ceux dont la vitesse est supérieure à celle déduite de la formule (4.54). On a donc

$$F_c = n_c \int_{v_c}^{\infty} \pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^3 dv \quad (4.55)$$

ou, après intégration,

$$F_c = n_c (g_c/2\pi)^{1/2} r_c H_c^{-1/2} (1 + H_c/r_c) e^{-\tau_c/H_c} \quad (4.56)$$

où

$$H_c = kT_c/mg_c \quad (4.57)$$

Le niveau critique doit être défini par l'adoption des conditions fixant le début de l'exosphère. Cependant, une approximation acceptable peut être introduite en considérant qu'au-dessous du niveau critique il existe une région où le constituant atmosphérique est en équilibre de diffusion en atmosphère isotherme. Dans le cas d'états stationnaires, on peut montrer qu'à l'altitude de 500 km, c'est-à-dire $r = a = 6,87 \times 10^8$ cm, on peut adopter la relation

$$n_c = n_a \exp\left(-\frac{a}{a+z_c} \cdot \frac{z_c}{H_a}\right) \quad (4.58)$$

L'introduction de (4.58) dans (4.56) conduit à la formule pratique

$$F_c = n_a (g_a / 2\pi)^{1/2} \frac{a}{1 + z_c/a} \cdot \frac{1 + H_a(1 + z_c/a)/a}{H_a^{1/2} e^{a/H_a}} \quad (4.59)$$

ou sous forme numérique, en négligeant le rapport $z_c/6,87 \times 10^8$ devant l'unité, F_c atomes $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$,

$$F_c = n_{500 \text{ km}} 8,16 \times 10^9 \frac{1 + H_{500}/6,87 \times 10^8}{H_{500}^{1/2} e^{6,87 \times 10^8 / H_{500}}} \quad (4.60)$$

Ainsi, on obtient une formule commode adoptée à l'altitude de 500 km sans définir exactement le niveau critique et permettant l'adoption d'un équilibre de diffusion dans tous les cas sans commettre une grande erreur dans l'obtention de données numériques.

A partir de (4.60), on peut définir la vitesse d'effusion v_E au niveau critique

$$v_E = F_c / n_{500} \quad (4.61)$$

où la durée de vie d'un atome à 500 km, $\tau_{500 \text{ km}}$, c'est-à-dire réduisant la concentration d'équilibre à 50%,

$$\tau_{500 \text{ km}} = \frac{0,693 \int_{500 \text{ km}}^{\infty} n \, dz}{n_{500} v_E} \quad (4.62)$$

A titre d'exemple, on a choisi au Tableau XVI une valeur de $T = 1711^\circ\text{K}$; ainsi on voit comment la distribution verticale des constituants de masse $M \leq 4$ peut être influencée. Il est d'abord certain que, pour un atome tel que l'oxygène pour lequel H est de l'ordre de 100 km, il n'y a aucune possibilité d'échappement car la vitesse d'effusion est de l'ordre de $10^{-29} \text{ cm sec}^{-1}$. Il apparaît également pour l'hélium-4 que le temps requis pour modifier la concentration à 500 km est de plusieurs années. Il faudrait atteindre des températures supérieures à 2250°K .

TABLEAU XVI

Coefficients d'effusion (cm sec^{-1}) et durée de vie ($\tau_{500 \text{ km}}$) des atomes à 500 km.

$H(\text{km})$	Atomes	v_E	$\tau_{500 \text{ km}}$
422	He ⁴	$1,1 \times 10^{-1}$	11 ans
563	He ³	5,3	100 jours
844	H ²	$2,7 \times 10^2$	1 jour
1688	H ¹	$1,3 \times 10^4$	4 heures

pour que la durée de vie soit encore de 100 jours. Il en résulte donc que la distribution verticale de l'hélium dans l'hétérosphère ne sera pas perturbée quelles que soient les fluctuations de l'activité solaire. Si nous passons à l'autre extrême, c'est-à-dire à l'atome d'hydrogène, on voit que la durée de vie est de l'ordre de quelques heures. Il faut donc s'attendre dans le cas de H¹ à des variations dans la distribution verticale

liées non seulement aux fluctuations de l'activité solaire, mais également à la variation diurne de la température. Il est donc nécessaire de considérer séparément le problème de la distribution verticale de l'hélium et de l'hydrogène dans l'hétérosphère.

9. L'hélium dans l'hétérosphère

Quelles que soient les conditions que l'on adopte pour la température de la thermopause, le flux de libération de He^4 est toujours inférieur au flux que peut supporter la diffusion et on conclut que la distribution verticale de He^4 dans la région de diffusion doit correspondre à un équilibre de diffusion. En effet, à 100 km, voir formule (4.44b), le flux de diffusion $F_D(\text{He}^4)$ est

$$F_D(\text{He}^4) = 8,8 \times 10^7 \text{ atomes cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \quad (4.63)$$

Le flux de libération F_E étant donné par (4.60), on devrait donc pour obtenir F_D , placer à 500 km des concentrations déterminées par

$$F_E = n_{500 \text{ km}}(\text{He}^4)v_E(\text{He}^4) \quad (4.64)$$

Une température élevée de l'ordre de 2000°K exigerait une concentration de 10^8 atomes d'hélium à 500 km pour obtenir l'égalité de (4.63) et (4.64). Or, la concentration de He^4 à 100 km est

$$n_{100 \text{ km}}(\text{He}^4) = 7,2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3} \quad (4.65)$$

c'est-à-dire inférieure à celle qui serait requise à 500 km. Ainsi, le flux que peut supporter la diffusion à partir du mélange est toujours nettement supérieur aux divers flux d'échappement de He^4 .

Il s'agit donc d'introduire le début de la région de diffusion de He^4 afin d'en déterminer sa distribution verticale par un équilibre de diffusion. Afin d'introduire l'effet de l'hélium-4 dans les calculs atmosphériques (tableaux VIII et IX), nous devons déterminer sa concentration à 120 km. Une première indication est fournie par les données du Tableau XVII correspondant à une variation d'un facteur 10. L'adoption d'une valeur déterminée dépend à la fois du début du niveau de l'équilibre de diffusion fixé par le niveau du *début de l'action* de diffusion. Ces niveaux doivent être associés avec la turbopause, c'est-à-dire avec l'altitude où cesse l'effet complet du mélange. On voit à la Fig. 13 que pour l'altitude d'équilibre de diffusion à 110 km, l'effet de diffusion doit commencer à 95 km et qu'une valeur de l'ordre de 10^7 atomes cm^{-3} à 120 km est toujours une valeur moyenne qui peut être retenue. Cependant, en vue d'effectuer les calculs, nous retiendrons la valeur de $2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, car l'échange de masse au-dessus de 100 km n'est pas très effectif pour un gaz inerte tel que l'hélium présentant un flux positif de $8,8 \times 10^7 \text{ atomes cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Les résultats essentiels sont présentés au Tableau XVIII pour des altitudes comprises entre 500 km et 3000 km. On voit combien l'effet de l'hélium se manifestera au-dessus de 500 km lorsqu'on compare les densités de He^4 (tableau XVIII)

et celles de l'oxygène et de l'azote à 500 km (tableau IX). Il y a donc une ceinture d'hélium au-dessus de 750 km. Ceci résulte de la faible diminution de $n(\text{He}^4)$ entre 120 km et 500 km qui est seulement d'un facteur 10 quelle que soit la distribution verticale de température dans la thermosphère.

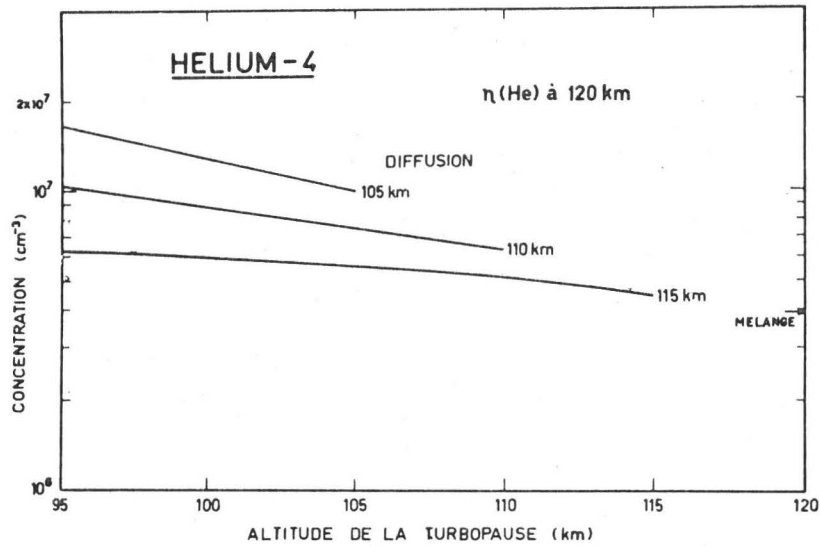


Fig. 13. Concentrations de l'hélium à 120 km en tenant compte à la fois du niveau de la turbopause et du niveau de l'équilibre de diffusion.

TABLEAU XVII

Concentrations du He⁴ à 120 km pour diverses altitudes du début de diffusion.

Altitude (km)	$n(\text{He}^4)$ (cm ⁻³)
120	$3,9 \times 10^6$
117,5	$5,0 \times 10^6$
115	$6,3 \times 10^6$
112,5	$8,0 \times 10^6$
110	$1,1 \times 10^7$
107,5	$1,4 \times 10^7$
105	$1,9 \times 10^7$
102,5	$2,7 \times 10^7$
100	$3,9 \times 10^7$

TABLEAU XVIII.- Concentrations de He^4 (cm^{-3}) et les densités (gm cm^{-3}) correspondant aux diverses températures de la thermopause du Tableau VIII.

Température (°K)	Altitude (km)							
	500	750	1000	1250	1500	2000	2500	3000
2133	$2,3 \times 10^6$	$1,4 \times 10^6$	$9,3 \times 10^5$	$6,2 \times 10^5$	$4,3 \times 10^5$	$2,1 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$6,9 \times 10^4$
	$1,5 \times 10^{-17}$	$9,4 \times 10^{-18}$	$6,2 \times 10^{-18}$	$4,1 \times 10^{-18}$	$2,8 \times 10^{-18}$	$1,4 \times 10^{-18}$	$7,8 \times 10^{-19}$	$4,6 \times 10^{-19}$
1837	$2,2 \times 10^6$	$1,3 \times 10^6$	$8,0 \times 10^5$	$5,0 \times 10^5$	$3,3 \times 10^5$	$1,5 \times 10^5$	$7,3 \times 10^4$	$3,9 \times 10^4$
	$1,5 \times 10^{-17}$	$8,8 \times 10^{-18}$	$5,3 \times 10^{-18}$	$3,4 \times 10^{-18}$	$2,2 \times 10^{-18}$	$9,9 \times 10^{-19}$	$4,9 \times 10^{-19}$	$2,6 \times 10^{-19}$
1711	$2,2 \times 10^6$	$1,2 \times 10^6$	$7,3 \times 10^5$	$4,4 \times 10^5$	$2,8 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$5,6 \times 10^4$	$2,9 \times 10^4$
	$1,5 \times 10^{-17}$	$8,3 \times 10^{-18}$	$4,8 \times 10^{-18}$	$2,9 \times 10^{-18}$	$1,9 \times 10^{-18}$	$7,9 \times 10^{-19}$	$3,7 \times 10^{-19}$	$1,9 \times 10^{-19}$
1598	$2,2 \times 10^6$	$1,2 \times 10^6$	$6,7 \times 10^5$	$3,9 \times 10^5$	$2,4 \times 10^5$	$9,6 \times 10^4$	$4,3 \times 10^4$	$2,1 \times 10^4$
	$1,5 \times 10^{-17}$	$7,9 \times 10^{-18}$	$4,5 \times 10^{-18}$	$2,6 \times 10^{-18}$	$1,6 \times 10^{-18}$	$6,4 \times 10^{-19}$	$2,9 \times 10^{-19}$	$1,4 \times 10^{-19}$
1412	$2,1 \times 10^6$	$1,1 \times 10^6$	$5,5 \times 10^5$	$3,0 \times 10^5$	$1,7 \times 10^5$	$6,1 \times 10^4$	$2,5 \times 10^4$	$1,1 \times 10^4$
	$1,4 \times 10^{-17}$	$7,0 \times 10^{-18}$	$3,7 \times 10^{-18}$	$2,0 \times 10^{-18}$	$1,1 \times 10^{-18}$	$4,1 \times 10^{-19}$	$1,6 \times 10^{-19}$	$7,2 \times 10^{-20}$
1273	$2,0 \times 10^6$	$9,3 \times 10^5$	$4,6 \times 10^5$	$2,3 \times 10^5$	$1,2 \times 10^5$	$4,0 \times 10^4$	$1,4 \times 10^4$	$5,8 \times 10^3$
	$1,3 \times 10^{-17}$	$6,2 \times 10^{-18}$	$3,0 \times 10^{-18}$	$1,6 \times 10^{-18}$	$8,2 \times 10^{-19}$	$2,6 \times 10^{-19}$	$9,6 \times 10^{-20}$	$3,9 \times 10^{-20}$
1155	$1,9 \times 10^6$	$8,2 \times 10^5$	$3,7 \times 10^5$	$1,8 \times 10^5$	$8,9 \times 10^4$	$2,5 \times 10^4$	$8,2 \times 10^4$	$3,0 \times 10^4$
	$1,3 \times 10^{-17}$	$5,4 \times 10^{-18}$	$2,5 \times 10^{-18}$	$1,2 \times 10^{-18}$	$5,9 \times 10^{-19}$	$1,7 \times 10^{-19}$	$5,5 \times 10^{-20}$	$2,0 \times 10^{-20}$
1059	$1,8 \times 10^6$	$7,0 \times 10^5$	$3,0 \times 10^5$	$1,3 \times 10^5$	$6,3 \times 10^4$	$1,6 \times 10^4$	$4,7 \times 10^4$	$1,6 \times 10^4$
	$1,2 \times 10^{-17}$	$4,7 \times 10^{-18}$	$2,0 \times 10^{-18}$	$8,8 \times 10^{-19}$	$4,2 \times 10^{-19}$	$1,1 \times 10^{-19}$	$3,1 \times 10^{-20}$	$1,1 \times 10^{-20}$
978	$1,7 \times 10^6$	$6,1 \times 10^5$	$2,4 \times 10^5$	$1,0 \times 10^5$	$4,4 \times 10^4$	$1,0 \times 10^4$	$2,7 \times 10^3$	$8,3 \times 10^2$
	$1,1 \times 10^{-17}$	$4,0 \times 10^{-18}$	$1,6 \times 10^{-18}$	$6,7 \times 10^{-19}$	$2,9 \times 10^{-19}$	$6,7 \times 10^{-20}$	$1,8 \times 10^{-20}$	$5,5 \times 10^{-21}$

10. L'hydrogène atomique dans l'hétérosphère

L'hydrogène atomique fait son apparition vers le niveau de la mésopause par suite d'actions photochimiques. Dans la mésosphère les réactions chimiques sont suffisamment rapides pour ramener l'hydrogène atomique dans des combinaisons chimiques. Dans la thermosphère, les temps requis pour les réactions chimiques deviennent suffisamment longs pour que l'hydrogène atomique s'adapte à une distribution verticale dépendant du mélange atmosphérique. Dès lors, le flux de diffusion suit la loi représentée par (4.39). En adoptant la concentration double de la molécule H_2 pour l'atome d'hydrogène à 100 km, c'est-à-dire

$$n(\text{H}_2)/n(M) = 5 \times 10^{-7}, \quad (4.66)$$

on a donc le flux de diffusion $F_D(\text{H})$ à 100 km, (4.44d),

$$F_D(\text{H}) = 2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$$

et le flux de libération $F_E(\text{H})$

$$F_E(\text{H}) = n_{500 \text{ km}}(\text{H})v_E(\text{H}) \quad (4.67)$$

peut évaluer facilement F_D . En effet, en tenant compte des températures s'échelonnant entre 2000 km et 1000 km, on voit qu'il suffit de faibles concentrations $n(\text{H})$ à 500 km. Les températures suivantes indiquent les concentrations nécessaires pour l'égalité $F_D(\text{H}) = F_E(\text{H})$

$T(^{\circ}\text{K})$	2000	1400	1200	1000
$n_{500}(\text{H})(\text{cm}^{-3})$	1×10^3	5×10^3	1×10^4	3×10^4

On voit donc qu'il ne peut être question d'un équilibre de diffusion comme dans le cas de He^4 . En effet, les concentrations d'hydrogène sont nettement inférieures, entre 100 et 1000 fois moindres que celles que donnerait l'équilibre de diffusion. En d'autres termes, le flux de diffusion ne peut supporter le flux de libération et la distribution verticale de l'hydrogène dépend de l'effet de libération.

Le résultat du calcul pour les diverses données du Tableau VIII est présenté sous forme de courbes à la Fig. 14 entre 100 et 200 km. On voit immédiatement que la distribution verticale n'est pas loin de celle du mélange au-dessous de 120 km

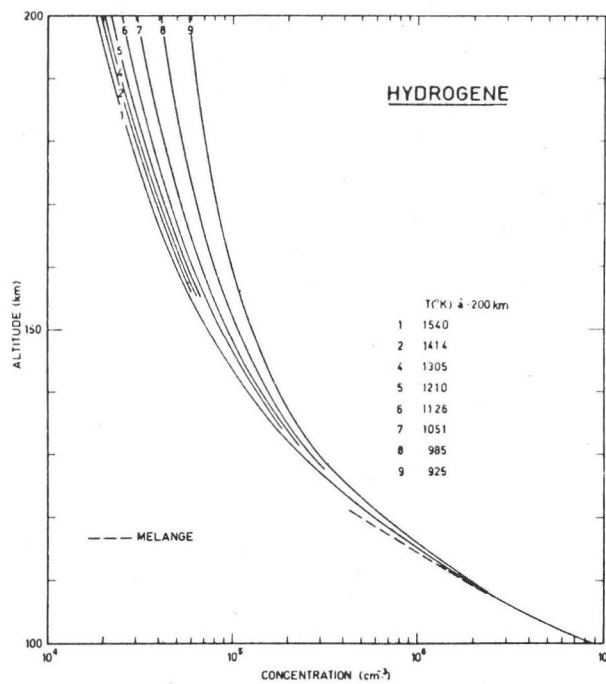


Fig. 14. Distribution verticale de la concentration de l'hydrogène atomique lorsque le flux de diffusion à 100 km est $2,5 \times 10^7$ atomes $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. On remarque que la distribution au-dessous de 120 km n'est pas très différente de celle correspondant au mélange.

et que la concentration à une altitude déterminée diminue avec l'accroissement de la température. Le résultat obtenu à 500 km est représenté à la Fig. 15 par une courbe indiquant comment varie la concentration en fonction de la température de la thermopause. Les valeurs suivantes des concentrations à 500 km indiquent la différence du comportement de H et He^4

$$T = 2000^\circ\text{K}, n(\text{H}) = 10^3 \text{ cm}^{-3}; \quad T = 1200^\circ\text{K}, n(\text{H}) = 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

$$n(\text{He}) = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad n(\text{He}) = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$$

D'ailleurs, la distribution verticale de la concentration relative de l'hydrogène atomique entre 100 km et 500 km représentée à la Fig. 16, pour des conditions réelles et pour des conditions fictives d'équilibre de diffusion, indique quelles sont

les différences énormes auxquelles on arrive dans les conclusions en négligeant l'effet de libération. Au delà de 500 km, l'équilibre de diffusion s'applique à l'hydrogène comme à l'hélium, et on voit à la Fig. 17 comment sont distribués les atomes d'hydrogène et d'hélium jusqu'à 3000 km en fonction de la température.

Pour terminer, il convient de considérer comment le contenu total d'hydrogène

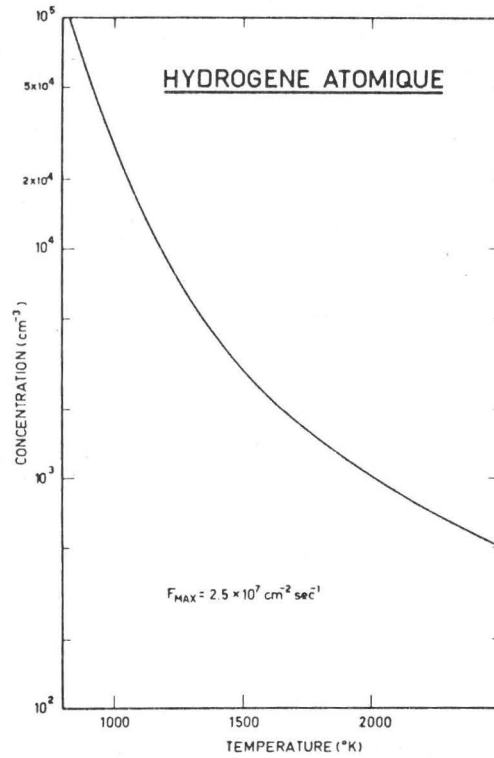


Fig. 15. Concentration de l'hydrogène atomique à 500 km en fonction de la température de la thermopause lorsque le flux de diffusion à 100 km $F = 2,5 \times 10^7$ atomes cm⁻² sec⁻¹.

au sein de diverses colonnes d'épaisseur déterminée varie en fonction de la température. Le résultat est présenté à la Fig. 18 où on voit qu'une variation importante existe au-delà de 200 km. Le facteur 10, qui apparaît pour l'intervalle de températures considéré, indique combien il est nécessaire de tenir compte de la variation de l'hydrogène dans l'analyse des observations de l'hétérosphère.

11. Les constituants principaux entre 100 km et 3000 km et leur variation en fonction de la température

Un résumé des conditions générales existant au delà de 500 km est fourni par le Tableau XIX où les concentrations de N₂, O, He et H sont données en même temps que la densité totale et la masse moléculaire moyenne.

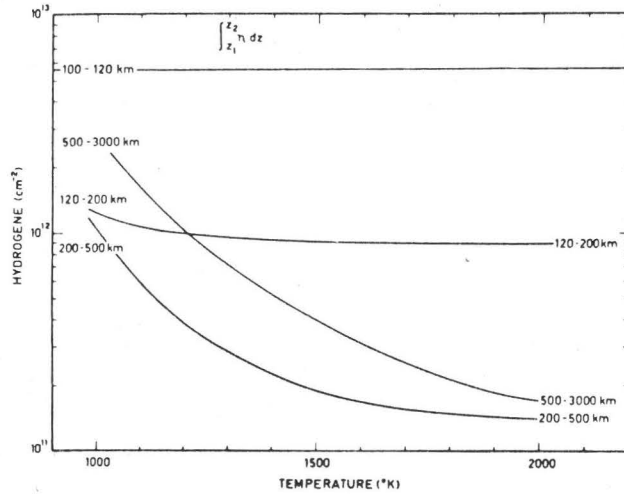


Fig. 18. Nombre total d'atomes d'hydrogène dans des colonnes comprises entre 100 km et 120 km, 120 km et 200 km, 200 km et 500 km, 500 km et 3000 km.

Enfin, les tableaux XX, XXI et XXII présentent respectivement les concentrations de l'oxygène moléculaire, de l'oxygène atomique et de l'azote moléculaire entre 120 km et 500 km. La masse moléculaire moyenne correspondante est donnée au Tableau XXIII. Il s'agit de comparer la masse moyenne à 500 km de Tableau XXIII où l'hélium n'est pas introduit avec celle du Tableau XIX où on tient compte de tous les éléments.

TABLEAU XIX.- Concentrations (cm⁻³), masse (0 = 16) et densité totale (gm cm⁻³) de 500 km à 3000 km pour diverses températures de la thermopause.

Température (°K)	2133	1837	1711	1598	1412	1273	1155	1059	978
500 km									
n(O)	1,58x10 ⁸	1,25x10 ⁸	1,10x10 ⁸	9,45x10 ⁷	6,91x10 ⁷	4,96x10 ⁷	3,49x10 ⁷	2,42x10 ⁷	1,63x10 ⁷
n(O ₂)	4,85x10 ⁷	2,90x10 ⁷	2,17x10 ⁷	1,59x10 ⁷	8,39x10 ⁶	4,35x10 ⁶	2,18x10 ⁶	1,08x10 ⁶	5,17x10 ⁵
n(H ₂)	2,28x10 ⁶	2,25x10 ⁶	2,20x10 ⁶	2,19x10 ⁶	2,11x10 ⁶	2,01x10 ⁶	1,90x10 ⁶	1,77x10 ⁶	1,66x10 ⁶
n(H)	8,27x10 ⁷	1,34x10 ⁸	1,74x10 ⁸	2,28x10 ⁸	3,91x10 ⁸	6,51x10 ⁸	1,10x10 ⁹	1,85x10 ⁹	3,11x10 ⁹
Masse	18,9	18,2	17,9	17,6	17,0	16,5	16,1	15,7	15,3
Densité totale	6,71x10 ⁻¹⁵	4,8 x10 ⁻¹⁵	4,0 x10 ⁻¹⁵	3,3 x10 ⁻¹⁵	2,3 x10 ⁻¹⁵	1,5 x10 ⁻¹⁵	1,0 x10 ⁻¹⁵	7,1 x10 ⁻¹⁶	4,7 x10 ⁻¹⁶
750 km									
n(O)	2,45x10 ⁷	1,49x10 ⁷	1,11x10 ⁷	8,17x10 ⁶	4,32x10 ⁶	2,30x10 ⁶	1,18x10 ⁶	6,00x10 ⁵	2,98x10 ⁵
n(O ₂)	1,84x10 ⁶	6,98x10 ⁵	3,96x10 ⁵	2,20x10 ⁵	6,58x10 ⁴	2,01x10 ⁴	5,80x10 ³	1,68x10 ³	4,71x10 ²
n(H ₂)	1,42x10 ⁶	1,32x10 ⁶	1,26x10 ⁶	1,19x10 ⁶	1,06x10 ⁶	9,33x10 ⁵	8,15x10 ⁵	7,04x10 ⁵	6,08x10 ⁵
n(H)	7,36x10 ⁷	1,17x10 ⁸	1,51x10 ⁸	1,95x10 ⁸	3,28x10 ⁸	5,37x10 ⁸	8,89x10 ⁸	1,47x10 ⁹	2,42x10 ⁹
Masse	16,2	15,6	15,2	14,8	13,8	12,6	11,1	9,5	7,8
Densité totale	7,5 x10 ⁻¹⁶	4,4 x10 ⁻¹⁶	3,2 x10 ⁻¹⁶	2,4 x10 ⁻¹⁶	1,2 x10 ⁻¹⁶	6,8 x10 ⁻¹⁷	3,7 x10 ⁻¹⁷	2,1 x10 ⁻¹⁷	1,2 x10 ⁻¹⁷
1000 km									
n(O)	6,18x10 ⁶	2,05x10 ⁶	1,32x10 ⁶	8,34x10 ⁵	3,27x10 ⁵	1,31x10 ⁵	4,99x10 ⁴	1,92x10 ⁴	7,15x10 ³
n(O ₂)	1,85x10 ⁶	2,17x10 ⁶	9,45x10 ⁵	4,05x10 ⁵	7,18x10 ⁴	1,36x10 ⁴	2,31x10 ³	4,04x10 ²	--
n(H ₂)	9,26x10 ⁵	8,03x10 ⁵	7,29x10 ⁵	6,71x10 ⁵	5,53x10 ⁵	4,56x10 ⁵	3,70x10 ⁵	2,97x10 ⁵	2,39x10 ⁵
n(H)	6,40x10 ⁷	1,03x10 ⁸	1,32x10 ⁸	1,69x10 ⁸	2,79x10 ⁸	4,48x10 ⁸	7,28x10 ⁸	1,18x10 ⁹	1,91x10 ⁹
Masse	14,2	12,7	11,8	10,7	8,5	6,6	5,4	4,6	4,1
Densité totale	1,3 x10 ⁻¹⁶	6,1 x10 ⁻¹⁷	4,0 x10 ⁻¹⁷	2,7 x10 ⁻¹⁷	1,2 x10 ⁻¹⁷	6,5 x10 ⁻¹⁸	3,8 x10 ⁻¹⁸	2,5 x10 ⁻¹⁸	1,8 x10 ⁻¹⁸

TABLEAU XIX. - (suite) Concentrations (cm^{-3}), masse (10^{-16}) et densité totale (gm cm^{-3}) de 500 km à 3000 km pour diverses températures de la thermopause.

Température (°K)	2133	1837	1711	1598	1412	1273	1155	1059	978
1250 km									
n(O)	$8,97 \times 10^5$	$3,21 \times 10^5$	$1,80 \times 10^5$	$9,85 \times 10^4$	$2,93 \times 10^4$	$9,00 \times 10^3$	$2,61 \times 10^3$	$7,67 \times 10^2$	$2,20 \times 10^2$
n(H ₂)	$5,66 \times 10^3$	$8,47 \times 10^2$	$2,90 \times 10^2$	$9,64 \times 10^1$	$1,05 \times 10^1$	$1,24 \times 10^0$	--	--	--
n(He ⁺)	$6,21 \times 10^5$	$5,05 \times 10^5$	$4,43 \times 10^5$	$3,93 \times 10^5$	$3,03 \times 10^5$	$2,33 \times 10^5$	$1,77 \times 10^5$	$1,33 \times 10^5$	$1,00 \times 10^5$
n(H)	$5,97 \times 10^2$	$9,2 \times 10^2$	$1,16 \times 10^3$	$1,48 \times 10^3$	$2,40 \times 10^3$	$3,79 \times 10^3$	$6,05 \times 10^3$	$9,84 \times 10^3$	$1,54 \times 10^4$
Masse	11,1	8,8	7,5	6,4	5,0	4,4	4,1	3,9	3,6
Densité totale	$2,8 \times 10^{-17}$	$1,2 \times 10^{-17}$	$7,7 \times 10^{-18}$	$5,2 \times 10^{-18}$	$2,8 \times 10^{-18}$	$1,8 \times 10^{-18}$	$1,3 \times 10^{-18}$	$9,2 \times 10^{-19}$	$7,0 \times 10^{-19}$
1500 km									
n(O)	$2,01 \times 10^5$	$5,65 \times 10^4$	$2,79 \times 10^4$	$1,33 \times 10^4$	$3,06 \times 10^3$	$7,34 \times 10^2$	$1,65 \times 10^2$	$3,76 \times 10^1$	$8,43 \times 10^0$
n(H ₂)	$4,12 \times 10^2$	$4,06 \times 10^1$	$1,20 \times 10^1$	$2,91 \times 10^0$	--	--	--	--	--
n(He ⁺)	$4,27 \times 10^5$	$3,27 \times 10^5$	$2,78 \times 10^5$	$2,39 \times 10^5$	$1,72 \times 10^5$	$1,25 \times 10^5$	$8,86 \times 10^4$	$6,25 \times 10^4$	$4,43 \times 10^4$
n(H)	$5,43 \times 10^2$	$8,25 \times 10^2$	$1,03 \times 10^3$	$1,30 \times 10^3$	$2,08 \times 10^3$	$3,23 \times 10^3$	$5,09 \times 10^3$	$7,97 \times 10^3$	$1,25 \times 10^4$
Masse	7,8	5,8	5,1	4,6	4,2	4,0	3,9	3,7	3,3
Densité totale	$8,2 \times 10^{-18}$	$3,7 \times 10^{-18}$	$2,6 \times 10^{-18}$	$1,9 \times 10^{-18}$	$1,2 \times 10^{-18}$	$8,5 \times 10^{-19}$	$6,0 \times 10^{-19}$	$4,3 \times 10^{-19}$	$3,2 \times 10^{-19}$
2000 km									
n(O)	$1,32 \times 10^4$	$3,40 \times 10^3$	$9,31 \times 10^2$	$3,40 \times 10^2$	$5,00 \times 10^1$	$7,65 \times 10^0$	$1,08 \times 10^0$	--	--
n(H ₂)	--	--	--	--	--	--	--	--	--
n(He ⁺)	$2,16 \times 10^5$	$1,48 \times 10^5$	$1,19 \times 10^5$	$9,03 \times 10^4$	$6,14 \times 10^4$	$3,98 \times 10^4$	$2,52 \times 10^4$	$1,59 \times 10^4$	$1,00 \times 10^4$
n(H)	$4,37 \times 10^2$	$6,76 \times 10^2$	$8,35 \times 10^2$	$1,04 \times 10^3$	$1,60 \times 10^3$	$2,43 \times 10^3$	$3,71 \times 10^3$	$5,64 \times 10^3$	$8,60 \times 10^3$
Masse	4,7	4,2	4,1	4,0	3,9	3,8	3,6	3,2	2,6
Densité totale	$1,8 \times 10^{-18}$	$1,1 \times 10^{-18}$	$8,2 \times 10^{-19}$	$6,5 \times 10^{-19}$	$4,1 \times 10^{-19}$	$2,7 \times 10^{-19}$	$1,7 \times 10^{-19}$	$1,1 \times 10^{-19}$	$8,1 \times 10^{-20}$
2500 km									
n(O)	$1,29 \times 10^3$	$1,45 \times 10^2$	$4,60 \times 10^1$	$1,38 \times 10^1$	$1,30 \times 10^0$	--	--	--	--
n(H ₂)	--	--	--	--	--	--	--	--	--
n(He ⁺)	$1,18 \times 10^5$	$7,35 \times 10^4$	$5,59 \times 10^4$	$4,29 \times 10^4$	$2,46 \times 10^4$	$1,45 \times 10^4$	$8,24 \times 10^3$	$4,69 \times 10^3$	$2,69 \times 10^3$
n(H)	$3,92 \times 10^2$	$5,67 \times 10^2$	$6,91 \times 10^2$	$8,47 \times 10^2$	$1,27 \times 10^3$	$1,88 \times 10^3$	$2,80 \times 10^3$	$4,15 \times 10^3$	$6,17 \times 10^3$
Masse	4,1	4,0	4,0	4,0	3,8	3,7	3,2	2,6	1,9
Densité totale	$8,2 \times 10^{-19}$	$4,9 \times 10^{-19}$	$3,7 \times 10^{-19}$	$2,9 \times 10^{-19}$	$1,7 \times 10^{-19}$	$9,9 \times 10^{-20}$	$5,9 \times 10^{-20}$	$3,8 \times 10^{-20}$	$2,8 \times 10^{-20}$
3000 km									
n(O)	$1,37 \times 10^2$	$1,12 \times 10^1$	$3,12 \times 10^0$	--	--	--	--	--	--
n(H ₂)	--	--	--	--	--	--	--	--	--
n(He ⁺)	$6,88 \times 10^4$	$3,93 \times 10^4$	$2,85 \times 10^4$	$2,09 \times 10^4$	$1,09 \times 10^4$	$5,85 \times 10^3$	$3,04 \times 10^3$	$1,58 \times 10^3$	$8,25 \times 10^2$
n(H)	$3,42 \times 10^2$	$4,84 \times 10^2$	$5,83 \times 10^2$	$7,06 \times 10^2$	$1,04 \times 10^3$	$1,50 \times 10^3$	$2,18 \times 10^3$	$3,16 \times 10^3$	$4,59 \times 10^3$
Masse	4,0	4,0	3,9	3,9	3,7	3,4	2,8	2,0	1,5
Densité totale	$4,6 \times 10^{-19}$	$2,6 \times 10^{-19}$	$1,9 \times 10^{-19}$	$1,4 \times 10^{-19}$	$7,4 \times 10^{-20}$	$4,1 \times 10^{-20}$	$2,4 \times 10^{-20}$	$1,6 \times 10^{-20}$	$1,3 \times 10^{-20}$

TABLEAU XX.- Concentration maximum de l'oxygène moléculaire (cm⁻³)

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹	1,2x10 ¹¹
130	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,1x10 ¹⁰	3,0x10 ¹⁰
140	1,2	1,2	1,2	1,2	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3
150	6,2x10 ⁹	6,2x10 ⁹	6,3x10 ⁹	6,3x10 ⁹	6,5x10 ⁹	6,6x10 ⁹	6,7x10 ⁹	6,7x10 ⁹	6,6x10 ⁹
160	3,5	3,6	3,7	3,7	3,8	3,8	3,9	3,9	3,8
170	2,2	2,3	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,4	2,3
180	1,5	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,5	1,4
190	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,0	1,0	9,4x10 ⁸
200	8,2x10 ⁸	8,2x10 ⁸	8,2x10 ⁸	8,1x10 ⁸	8,0x10 ⁸	7,7x10 ⁸	7,3x10 ⁸	6,8x10 ⁸	6,2
210	6,2	6,2	6,1	6,0	5,8	5,5	5,1	4,7	4,2
220	4,8	4,7	4,6	4,5	4,3	4,0	3,6	3,3	2,8
240	3,0	2,8	2,7	2,6	2,4	2,1	1,9	1,6	1,3
260	2,0	1,8	1,7	1,6	1,4	1,2	1,0	8,2x10 ⁷	6,5x10 ⁷
280	1,3	1,2	1,1	9,9x10 ⁷	8,2x10 ⁷	6,7x10 ⁷	5,4x10 ⁷	4,2	3,2
300	9,2x10 ⁷	7,6x10 ⁷	6,9x10 ⁷	6,2	5,0	3,8	2,9	2,2	1,6
320	6,4	5,1	4,5	4,0	3,0	2,2	1,6	1,1	7,8x10 ⁶
340	4,5	3,4	3,0	2,6	1,8	1,3	8,9x10 ⁶	6,0x10 ⁶	3,9
360	3,2	2,3	2,0	1,7	1,1	7,6x10 ⁶	4,9	3,1	1,9
380	2,3	1,6	1,3	1,1	7,1x10 ⁶	4,5	2,8	1,7	9,7x10 ⁵
400	1,6	1,1	8,9x10 ⁶	7,1x10 ⁶	4,4	2,6	1,5	8,8x10 ⁵	4,9
420	1,2	7,7x10 ⁶	6,0	4,7	2,7	1,6	8,7x10 ⁵	4,7	2,5
440	8,6x10 ⁶	5,3	4,1	3,1	1,7	9,3x10 ⁵	4,9	2,5	1,2
460	6,3	3,7	2,8	2,0	1,1	5,5	2,8	1,4	6,4x10 ⁴
480	4,6	2,6	1,9	1,4	6,8x10 ⁵	3,3	1,6	7,3x10 ⁴	3,3
500	3,4	1,8	1,3	9,0x10 ⁵	4,3	2,0	8,9x10 ⁴	3,9	1,7

TABLEAU XXI.- Concentration de l'oxygène atomique (cm⁻³)

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,4x10 ¹¹
130	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,1	3,0
140	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,8	1,8	1,8
150	1,0	1,1	1,1	1,1	1,1	1,1	1,2	1,2	1,2
160	7,2x10 ⁹	7,5x10 ⁹	7,6x10 ⁹	7,7x10 ⁹	8,0x10 ⁹	8,2x10 ⁹	8,4x10 ⁹	8,6x10 ⁹	8,5x10 ⁹
170	5,4	5,6	5,8	5,9	6,1	6,2	6,4	6,5	6,5
180	4,2	4,5	4,6	4,6	4,8	4,9	5,0	5,1	5,0
190	3,5	3,6	3,7	3,8	3,9	4,0	4,0	4,1	4,0
200	2,9	3,0	3,1	3,1	3,2	3,3	3,3	3,3	3,2
210	2,5	2,6	2,6	2,6	2,7	2,7	2,7	2,7	2,6
220	2,1	2,2	2,2	2,2	2,3	2,3	2,3	2,2	2,1
240	1,6	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,6	1,6	1,5
260	1,3	1,3	1,3	1,3	1,3	1,2	1,2	1,1	1,0
280	1,0	1,0	1,0	1,0	9,7x10 ⁸	9,2x10 ⁸	8,6x10 ⁸	7,9x10 ⁸	7,1x10 ⁸
300	8,6x10 ⁸	8,3x10 ⁸	8,1x10 ⁸	7,9x10 ⁸	7,5	6,9	6,3	5,7	5,0
320	7,1	6,7	6,5	6,3	5,8	5,3	4,7	4,1	3,5
340	5,9	5,5	5,3	5,0	4,6	4,0	3,5	3,0	2,5
360	5,0	4,5	4,3	4,0	3,6	3,1	2,6	2,2	1,7
380	4,2	3,7	3,5	3,3	2,8	2,4	1,9	1,6	1,2
400	3,5	3,1	2,9	2,6	2,2	1,8	1,4	1,1	8,8x10 ⁷
420	3,0	2,6	2,4	2,1	1,8	1,4	1,1	8,4x10 ⁷	6,2
440	2,5	2,1	1,9	1,7	1,4	1,1	8,2x10 ⁷	6,1	4,4
460	2,2	1,8	1,6	1,4	1,1	8,3x10 ⁷	6,1	4,5	3,2
480	1,8	1,5	1,3	1,2	8,7x10 ⁷	6,4	4,6	3,3	2,3
500	1,6	1,2	1,1	9,4x10 ⁷	6,9	5,0	3,5	2,4	1,6

TABLEAU XXII.- Concentration de l'azote moléculaire (cm⁻³)

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,8x10 ¹¹	5,7x10 ¹¹
130	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7	1,7
140	7,4x10 ¹⁰	7,4x10 ¹⁰	7,3x10 ¹⁰	7,4x10 ¹⁰	7,5x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰	7,7x10 ¹⁰	7,6x10 ¹⁰
150	3,9	3,9	3,9	4,0	4,1	4,2	4,2	4,2	4,2
160	2,3	2,4	2,4	2,4	2,5	2,6	2,6	2,6	2,5
170	1,5	1,6	1,6	1,6	1,7	1,7	1,7	1,7	1,6
180	1,1	1,1	1,1	1,1	1,2	1,2	1,2	1,1	1,1
190	8,1x10 ⁹	8,3x10 ⁹	8,3x10 ⁹	8,4x10 ⁹	8,4x10 ⁹	8,3x10 ⁹	8,1x10 ⁹	7,9x10 ⁹	7,4x10 ⁹
200	6,2	6,2	6,3	6,2	6,2	6,1	5,8	5,6	5,2
210	4,8	4,8	4,8	4,8	4,7	4,5	4,3	4,0	3,6
220	3,8	3,8	3,8	3,7	3,6	3,4	3,2	2,9	2,6
240	2,5	2,4	2,4	2,3	2,1	2,0	1,8	1,6	1,3
260	1,7	1,6	1,6	1,5	1,3	1,2	1,0	8,6x10 ⁸	7,1x10 ⁸
280	1,2	1,1	1,0	9,7x10 ⁸	8,4x10 ⁸	7,1x10 ⁸	5,9x10 ⁸	4,8	3,8
300	8,8x10 ⁸	7,6x10 ⁸	7,0x10 ⁸	6,5	5,4	4,4	3,5	2,7	2,0
320	6,4	5,3	4,8	4,4	3,5	2,7	2,0	1,5	1,1
340	4,7	3,8	3,4	3,0	2,3	1,7	1,2	8,7x10 ⁷	6,0x10 ⁷
360	3,5	2,7	2,4	2,0	1,5	1,0	7,3x10 ⁷	5,0	3,3
380	2,6	1,9	1,6	1,4	9,8x10 ⁷	6,6x10 ⁷	4,4	2,8	1,8
400	1,9	1,4	1,2	9,7x10 ⁷	6,4	4,2	2,6	1,6	9,8x10 ⁶
420	1,5	1,0	8,3x10 ⁷	6,7	4,3	2,6	1,6	9,4x10 ⁶	5,4
440	1,1	7,4x10 ⁷	5,9	4,7	2,8	1,7	9,6x10 ⁶	5,5	3,0
460	8,4x10 ⁷	5,4	4,2	3,2	1,9	1,1	5,9	3,2	1,7
480	6,4	4,0	3,0	2,3	1,2	6,8x10 ⁶	3,6	1,8	9,2x10 ⁵
500	4,2	2,9	2,2	1,6	8,4x10 ⁶	4,4	2,2	1,1	5,2

TABLEAU XXIII.- Masse moléculaire moyenne [M(O) = 16]

Altitude (km)	0	1	1,5	2	3	4	5	6	7
120	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4	27,4
130	26,9	26,9	26,9	26,9	26,9	26,9	26,9	26,9	26,9
140	26,5	26,5	26,5	26,5	26,5	26,5	26,5	26,5	26,5
150	26,2	26,2	26,2	26,2	26,2	26,1	26,1	26,1	26,1
160	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,8	25,7	25,7
170	25,6	25,5	25,5	25,5	25,5	25,4	25,4	25,3	25,3
180	25,3	25,3	25,2	25,2	25,2	25,1	25,0	24,9	24,8
190	25,1	25,0	25,0	24,9	24,8	24,8	24,7	24,5	24,4
200	24,8	24,7	24,7	24,6	24,5	24,4	24,3	24,1	24,0
210	24,6	24,5	24,4	24,3	24,2	24,1	23,9	23,7	23,5
220	24,3	24,2	24,1	24,0	23,9	23,7	23,5	23,3	23,1
240	23,9	23,7	23,6	23,5	23,3	23,0	22,8	22,5	22,2
260	23,4	23,2	23,0	22,9	22,6	22,3	22,0	21,7	21,3
280	23,0	22,7	22,5	22,4	22,0	21,6	21,3	20,9	20,5
300	22,6	22,2	22,0	21,8	21,4	21,0	20,6	20,2	19,8
320	22,2	21,8	21,5	21,3	20,8	20,4	19,9	19,5	19,1
340	21,8	21,3	21,0	20,8	20,3	19,8	19,4	18,9	18,5
360	21,4	20,8	20,6	20,3	19,8	19,3	18,8	18,4	18,0
380	21,0	20,4	20,1	19,9	19,3	18,8	18,4	18,0	17,6
400	20,6	20,0	19,7	19,4	18,9	18,4	18,0	17,6	17,3
420	20,3	19,7	19,4	19,1	18,5	18,0	17,6	17,3	17,2
440	19,9	19,3	19,0	18,7	18,2	17,7	17,3	17,0	16,8
460	19,6	19,0	18,7	18,4	17,9	17,5	17,1	16,8	16,6
480	19,3	18,7	18,4	18,1	17,6	17,2	16,9	16,7	16,5
500	19,0	18,4	18,1	17,9	17,4	16,9	16,6	16,5	16,4

5. Réactions dans l'ionosphère

1. Introduction

Afin de discuter le problème des réactions dans l'ionosphère résultant de divers types de collisions, on doit d'abord chercher à décrire les phénomènes sous une forme simple. Mais, en utilisant une description élémentaire, il faut se rappeler continuellement que les processus physiques dépendent des structures atomiques et moléculaires et qu'ainsi les valeurs numériques que l'on obtient ne peuvent servir que d'indication. C'est pourquoi la méthode, utilisant une représentation par des sphères rigides qui n'exige pas une analyse détaillée, peut être considérée comme une forme adéquate. En fait, les analyses détaillées des divers processus résultant de collisions entre divers types de particules se présentent sous certains aspects que nous ne considérerons pas dans cet exposé, mais devront être abordées dans des applications plus complètes.

2. Collisions entre sphères élastiques

Dans un gaz en équilibre, la vitesse moyenne des particules de masse m_1 s'écrit pour une distribution maxwellienne

$$v_1 = \left(\frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

où $k = 1,38 \times 10^{-16}$ erg degré⁻¹ est la constante de Boltzmann. La vitesse moyenne relative v_{12} d'une particule de masse m_1 par rapport à une particule de masse m_2 , est définie par

$$v_{12} = \left(\frac{8kT}{\pi m_{12}} \right)^{1/2} = \left(\frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

où

$$\frac{1}{m_{12}} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \quad (5.3)$$

Le nombre de collisions N_{12} entre les particules 1 et 2, s'exprime aisément en fonction de leur concentration n_1 et n_2 , de leur vitesse moyenne relative et de leur section efficace moyenne de collision Q_{12} par la relation

$$N_{12} = n_1 n_2 v_{12} Q_{12} \quad (5.4)$$

Lorsque les particules sont identiques, (5.4) s'écrit

$$N_{11} = \frac{1}{2} n_1^2 v_{11} Q_{11} \quad (5.5)$$

La section efficace de collision vaut

$$Q_{12} = \pi \sigma_{12}^2 \quad (5.6)$$

pour un mélange de gaz dans lequel les molécules sont rigides, élastiques, sphériques et ont des diamètres de collision σ_1 et σ_2 , tels que

$$\sigma_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \quad (5.7)$$

D'après (5.1), (5.2) et (5.6), les nombres de collisions (5.4) et (5.5) peuvent s'écrire

$$N_{12} = n_1 n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left(\frac{8kT}{\pi m_{12}} \right)^{1/2} \quad (5.8)$$

et

$$N_{11} = \frac{\sqrt{2}}{2} n_1^2 \pi \sigma_{11}^2 \left(\frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

La fréquence de collisions ν_1 d'une molécule de masse m_1 avec des molécules de masse m_1 et m_2 correspond au nombre moyen de collisions d'une molécule 1 par unité de temps et est donnée par

$$\nu_1 = \frac{2N_{11} + N_{12}}{n_1} = \left[n_1 \pi \sigma_{11}^2 \sqrt{2} + n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{8kT}{\pi m_1} \right)^{1/2} \quad (5.10)$$

L'intervalle de temps moyen τ_1 entre deux collisions successives d'une molécule de masse m_1 avec une molécule de masse m_1 ou m_2 vaut

$$\tau_1 = 1/\nu_1 \quad (5.11)$$

Le libre parcours moyen vaut donc

$$L_1 = \tau_1 \nu_1 \quad (5.12)$$

D'après (5.1), (5.10) et (5.12), la distance moyenne L_1 parcourue par une molécule de masse m_1 entre deux collisions successives vaut

$$L_1 = 1 / \left[n_1 \pi \sigma_{11}^2 \sqrt{2} + n_2 \pi \sigma_{12}^2 \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right)^{1/2} \right] \quad (5.13)$$

Dans une théorie plus élaborée, on constate que le libre parcours moyen dépend de la vitesse. Lorsqu'une molécule a une vitesse égale à la vitesse moyenne ν_1 , la probabilité de parcourir, sans choc, une distance égale à L_1 vaut $1/e$. Mais pour des vitesses très élevées, $\nu > 6\nu_1$, cette probabilité devient $1/e^{1/\sqrt{2}}$.

La probabilité de collision entre une molécule ayant une vitesse élevée et des molécules ayant une certaine vitesse moyenne, est égale au nombre de molécules dans un cylindre de base $\pi \sigma_{11}^2$ et de hauteur ν_{11} (vitesse relative). Pour les particules de vitesse verticale $\nu > 6\nu_1$, on peut écrire

$$nH\pi\sigma^2 = 1/\sqrt{2} \quad (5.14)$$

où H est la hauteur d'échelle locale.

En comparant (5.13) et (5.14), pour un seul type de molécules, on a l'identité $H \equiv L_1$. On voit ainsi comment on définit le *début de l'exosphère conventionnelle*. La région où le libre parcours moyen horizontal est égal à la hauteur d'échelle locale, correspond à une altitude où on a une probabilité de l'ordre de 0,5 pour qu'une molécule ayant une vitesse suffisamment grande parcoure une distance horizontale H sans subir de collision.

L'application des formules précédentes aux collisions entre électrons et particules neutres permet d'écrire la condition

$$m_1 = m_e \leq m_2 \quad (5.15)$$

où m_2 est la masse moléculaire et m_e la masse de l'électron. Dès lors, la fréquence de collisions (5.10) devient

$$\nu_{e, n_2} = n_2 \frac{\pi \sigma_2^2}{4} \left(\frac{8kT}{\pi m_2} \right)^{1/2} \quad (5.16)$$

et d'après (5.13) le libre parcours moyen d'un l'électron est

$$L_e = 4/n_2 \pi \sigma_2^2 \quad (5.17)$$

Toutes ces formules sont applicables aux molécules et atomes dont la section efficace Q est constante, c'est-à-dire lorsque $\pi \sigma^2$ est indépendant de v . Quand Q dépend de v , on obtient des résultats qu'il s'agit d'étudier en fonction des conditions physiques du milieu.

En appliquant la formule (5.9) aux collisions doubles N_{11} et triples, N_{123} , on obtient, en prenant $\sigma = 3 \times 10^{-8}$ cm avec $M = 16$,

$$N_{12} = 1,5 \times 10^{-11} T^{1/2} n_1 n_2 \quad (5.18)$$

$$N_{123} = 1 \times 10^{-33} T^{1/2} n(M) n_1 n_2 \quad (5.19)$$

Pour des températures entre 200°K et 300°K, correspondant aux régions atmosphériques où la majorité des réactions sont étudiées pour $\sigma = 3\text{A}$, on obtient les valeurs approximatives pour (5.18) et (5.19)

$$N_{12} = (2 \pm 0,5) \times 10^{-10} n^2 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (5.20)$$

$$N_{123} = (2 \pm 0,5) \times 10^{-32} n(M) n^2 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (5.21)$$

lorsque les concentrations sont données en cm^{-3} . Telles sont les valeurs que l'on doit avoir à l'esprit lorsqu'on étudie les collisions entre particules de même masse. Des différences apparaissent lorsqu'on tient compte des structures moléculaires.

3. Collisions élastiques entre électrons et particules neutres

Les équations (5.16) et (5.17) ne peuvent être utilisées que pour une section efficace de collision constante. En fait, des mesures récentes effectuées au laboratoire montrent que la section efficace aux basses énergies décroît proportionnellement à $T^{1/2}$ et la fréquence de collisions est dès lors proportionnelle à T . Lorsqu'on analyse les données expérimentales en se servant d'une moyenne sur une distribution maxwellienne, la fréquence de collisions électroniques ν (sec^{-1}) pour l'air est donnée par

$$\nu_{e, n} = 1,5 \times 10^8 p \quad (5.22)$$

où p est la pression mesurée en mm de Hg.

L'oxygène atomique a un comportement différent et il n'est pas possible de préciser quelle section efficace doit être utilisée. On ne peut dès lors déterminer dans

quelle mesure (5.22) doit être corrigé lorsque la dissociation de l'oxygène a lieu dans la thermosphère au delà de 120 km.

En adoptant une distribution de pression atmosphérique, on obtient les fréquences de collisions approximatives du Tableau XXIV. En pratique, on devra tenir compte des variations de la pression, qui ne sont pas encore bien connues, mais apparaissent certainement dans la mésosphère et la thermosphère inférieure.

4. Collisions élastiques entre ions et particules neutres

La mesure des mobilités des ions, liées aux coefficients de diffusion, permet de déterminer les fréquences de collisions entre ions et particules neutres.

Les résultats expérimentaux permettent d'adopter pour la fréquence des ions O_2^+ et N_2^+ dans l'air les valeurs suivantes:

$$\nu_{O_2^+, N_2-O_2} = 4,2 \times 10^{-10} n(O_2) \text{ sec}^{-1} \quad (5.23)$$

TABLEAU XXIV.- Fréquence de collisions des électrons avec les molécules neutres

Altitude (km)	Température (°K)	Pression (mm Hg)	Fréquence de collisions (sec ⁻¹)
50,0	274	$6,7 \times 10^{-1}$	$1,0 \times 10^8$
52,5	274	4,9	$7,4 \times 10^7$
55,0	274	3,6	5,4
57,5	263	2,7	4,1
60,0	253	1,9	2,9
62,5	242	1,4	2,1
65,0	232	$9,6 \times 10^{-2}$	1,4
67,5	221	6,6	$9,9 \times 10^6$
70,0	210	4,5	6,8
72,5	207	3,0	4,5
75,0	203	2,0	3,0
77,5	200	1,3	2,0
80,0	197	$8,7 \times 10^{-3}$	1,3
82,5	193	5,7	$8,6 \times 10^5$
85,0	190	3,7	5,6
87,5	193	2,4	3,6
90,0	197	1,6	2,4
92,5	200	1,0	1,5
95,0	203	$6,8 \times 10^{-4}$	1,0
97,5	207	4,5	$6,8 \times 10^4$
100,0	210	3,0	4,5
110,0	(265)	$7,3 \times 10^{-5}$	1,1
120,0	(400)	2,6	$3,9 \times 10^3$

$$\nu_{N_2^+, N_2-O_2} = 7,5 \times 10^{-10} n(N_2) \text{ sec}^{-1} \quad (5.24)$$

On ne connaît pas bien l'influence de la température sur ces valeurs. Sans effet de température, la distance de collision décroît comme $T^{-1/2}$. Le modèle des sphères

Handwritten notes:
 $\frac{1}{2}$
 $\frac{3}{2} k T$
 $\frac{1}{2}$
 $\frac{1}{2}$

élastiques donne les valeurs fournies par (5.23) et (5.24) à la température de 250°K lorsque $\sigma \sim 4\text{Å}$ et 5Å respectivement. Le comportement de O^+ dans l'oxygène atomique donne une idée de l'effet de température. La fréquence de collision $\nu_{\text{O}^+, \text{O}}$ varie comme suit avec la température:

$T^\circ\text{K}$	300	400	500	700	1000	2000
$\nu_{\text{O}^+, \text{O}} \text{ sec}^{-1}$	$1,4 \times 10^{-9}n(\text{O})$	1,5	1,7	1,9	2,2	3,3

Cette fréquence de collisions $\nu_{\text{O}^+, \text{O}}$ doit être comparée à $\nu_{\text{O}^+, \text{N}_2}$ qui vaut

$$\nu_{\text{O}^+, \text{N}_2} = 6,6 \times 10^{-10}n(\text{N}_2) \text{ sec}^{-1} \quad (5.25)$$

5. Ions positifs et électrons

La fréquence de collisions, obtenue par la méthode de distribution des vitesses, peut s'écrire (Chapman et Cowling)

$$\nu_{12} = \frac{(n_1m_1 + n_2m_2)kT}{m_1m_2(n_1 + n_2)} \frac{1}{D} \quad (5.26)$$

où m_1 et m_2 représentent la masse des particules chargées et D est le coefficient de diffusion pour des particules chargées. La première approximation de ce coefficient de diffusion pour des particules de même charge est

$$D = \frac{3}{8} \frac{1}{n_1 + n_2} \left[\frac{8kT(m_1 + m_2)}{\pi m_1 m_2} \right]^{1/2} \left(\frac{kT}{e^2} \right)^2 \frac{1}{A_1(2)} \quad (5.27)$$

Dans (5.27), e est la charge électrique d'une particule et $A_1(2)$ est une fonction variant lentement avec T et n_e .

D'après (5.26) et (5.27), la fréquence de collisions ν_{+-} entre particules chargées positivement et négativement vaut

$$\nu_{+-} = \frac{4}{3} \frac{n_1m_1 + n_2m_2}{(m_1m_2)^{1/2}(m_1 + m_2)^{1/2}} \frac{\pi e^4}{(2\pi k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2) \quad (5.28)$$

Considérons un mélange dans lequel les ions positifs et négatifs ont même charge et même masse; si le gaz est électriquement neutre ($n = n^- = n^+$), (5.28) devient

$$\nu_{+-} = \frac{8}{3} \frac{n\pi e^4}{(4\pi m k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2) \quad (5.29)$$

Si nous étudions la fréquence de collisions d'un électron avec un ion, nous avons les conditions $m_e = m_2 \ll m_1$ et $n^+ = n_- + n_e = (1 + \lambda)n_e$, si le gaz est supposé neutre dans l'ensemble. L'expression générale (5.28) s'écrit maintenant

$$\nu_{e,+} = \frac{4}{3} \frac{\pi e^4}{(2\pi m_e k^3 T^3)^{1/2}} A_1(2)(1 + \lambda)n_e \quad (5.30)$$

La forme de $A_1(2)$ doit être connue pour effectuer un calcul de fréquence de collisions. Cette fonction, qui varie lentement avec la température et la densité,

prend diverses formes suivant l'hypothèse faite au sujet de la distance moyenne de collision. En première approximation, on a

$$A_1(2) = \log_e(1 + v_{01}^2) \quad (5.31)$$

avec

$$v_{01} = \frac{4dkT}{e^2} \quad (5.32)$$

d étant la distance moyenne entre l'ion et l'électron. En prenant pour d la distance de Debye, (5.31) devient

$$A_1(2) = 2 \log_e \frac{2}{e^3} \left(\frac{k^3 T^3}{2\pi n_e} \right)^{1/2} \quad (5.33)$$

En substituant (5.33) dans (5.30), la fréquence de collisions entre électrons et ions positifs peut s'écrire sous la forme pratique pour le calcul:

$$\nu_{e,+} = \left[34 + 8,36 \log_{10} \frac{T^{3/2}}{n_e^{1/2}} \right] T^{-3/2} (1 + \lambda) n_e \quad (5.34)$$

Dans la région F_2 , les collisions entre électrons et ions positifs jouent le rôle primordial parce que la fréquence de collisions entre électrons et particules neutres ne dépasse pas 1000 sec^{-1} dans la région F_1 . Si $n_e = n^+$, le Tableau XXV donne la fréquence de collisions des électrons en fonction de la température et de la densité électronique.

TABLEAU XXV - Fréquence de collisions (ν , sec^{-1}) des électrons avec les ions positifs

n_e (cm^{-3})	600°K	800°K	1000°K	1200°K	1400°K	1600°K	1800°K	2000°K
10^2	$4,1 \times 10^{-1}$	$2,7 \times 10^{-1}$	$2,0 \times 10^{-1}$	$1,5 \times 10^{-1}$	$1,2 \times 10^{-1}$	$1,0 \times 10^{-1}$	$8,7 \times 10^{-2}$	$7,5 \times 10^{-2}$
$2,5 \times 10^2$	1,0	$6,7 \times 10^{-1}$	$4,9 \times 10^{-1}$	$3,8 \times 10^{-1}$	$3,0 \times 10^{-1}$	$2,5 \times 10^{-1}$	$2,1 \times 10^{-1}$	$1,8 \times 10^{-1}$
$5,0 \times 10^2$	2,0	1,3	$9,5 \times 10^{-1}$	$7,4 \times 10^{-1}$	$5,9 \times 10^{-1}$	$4,9 \times 10^{-1}$	$4,2 \times 10^{-1}$	$3,6 \times 10^{-1}$
$7,5 \times 10^2$	2,9	1,9	1,4	1,1	$8,8 \times 10^{-1}$	$7,3 \times 10^{-1}$	$6,2 \times 10^{-1}$	$5,3 \times 10^{-1}$
10^3	3,8	2,6	1,9	1,4	1,2	$9,6 \times 10^{-1}$	$8,2 \times 10^{-1}$	$7,0 \times 10^{-1}$
$2,5 \times 10^3$	$1,2 \times 10^1$	6,2	4,5	3,5	2,9	2,3	2,0	1,7
$5,0 \times 10^3$	$1,8 \times 10^1$	$1,2 \times 10^1$	8,9	6,9	5,5	4,6	3,9	3,3
$7,5 \times 10^3$	$2,7 \times 10^1$	$1,8 \times 10^1$	$1,3 \times 10^1$	$1,0 \times 10^1$	8,2	6,8	5,8	5,0
10^4	$3,5 \times 10^1$	$2,4 \times 10^1$	$1,7 \times 10^1$	$1,3 \times 10^1$	$1,1 \times 10^1$	9,0	7,6	6,6
$2,5 \times 10^4$	$8,6 \times 10^1$	$5,7 \times 10^1$	$4,2 \times 10^1$	$3,3 \times 10^1$	$2,6 \times 10^1$	$2,2 \times 10^1$	$1,8 \times 10^1$	$1,6 \times 10^1$
$5,0 \times 10^4$	$1,7 \times 10^2$	$1,1 \times 10^2$	$8,2 \times 10^1$	$6,4 \times 10^1$	$5,1 \times 10^1$	$4,3 \times 10^1$	$3,6 \times 10^1$	$3,1 \times 10^1$
$7,5 \times 10^4$	$2,5 \times 10^2$	$1,7 \times 10^2$	$1,2 \times 10^2$	$9,4 \times 10^1$	$7,6 \times 10^1$	$6,3 \times 10^1$	$5,3 \times 10^1$	$4,6 \times 10^1$
10^5	$3,3 \times 10^2$	$2,2 \times 10^2$	$1,6 \times 10^2$	$1,2 \times 10^2$	$1,0 \times 10^2$	$8,3 \times 10^1$	$7,1 \times 10^1$	$6,1 \times 10^1$
$2,5 \times 10^5$	$7,9 \times 10^2$	$5,3 \times 10^2$	$3,9 \times 10^2$	$3,0 \times 10^2$	$2,4 \times 10^2$	$2,0 \times 10^2$	$1,7 \times 10^2$	$1,5 \times 10^2$
$5,0 \times 10^5$	$1,5 \times 10^3$	$1,0 \times 10^3$	$7,6 \times 10^2$	$5,9 \times 10^2$	$4,7 \times 10^2$	$3,9 \times 10^2$	$3,3 \times 10^2$	$2,9 \times 10^2$
$7,5 \times 10^5$	$2,3 \times 10^3$	$1,5 \times 10^3$	$1,1 \times 10^3$	$8,7 \times 10^2$	$7,0 \times 10^2$	$5,8 \times 10^2$	$4,9 \times 10^2$	$4,3 \times 10^2$
10^6	$3,0 \times 10^3$	$2,0 \times 10^3$	$1,5 \times 10^3$	$1,1 \times 10^3$	$9,2 \times 10^2$	$7,7 \times 10^2$	$6,5 \times 10^2$	$5,6 \times 10^2$
$2,5 \times 10^6$	$7,2 \times 10^3$	$4,8 \times 10^3$	$3,5 \times 10^3$	$2,8 \times 10^3$	$2,2 \times 10^3$	$1,9 \times 10^3$	$1,6 \times 10^3$	$1,4 \times 10^3$
$5,0 \times 10^6$	$1,4 \times 10^4$	$9,4 \times 10^3$	$6,9 \times 10^3$	$5,4 \times 10^3$	$4,3 \times 10^3$	$3,6 \times 10^3$	$3,1 \times 10^3$	$2,6 \times 10^3$

On sait que la distance moyenne de collision entre ions et électrons vaut environ 1000 fois la distance moyenne de collision entre électrons et molécules neutres à 0°C; le rapport des sections efficaces est de l'ordre de 10⁶. Toutefois, il faut se rappeler que la fréquence de collisions entre ions et électrons décroît avec la température ($\propto T^{-3/2}$) tandis que la fréquence de collisions entre électrons et particules neutres augmente avec la température ($\propto T$).

6. Ions négatifs

La formation d'un ion négatif présente une grande importance dans l'ionosphère inférieure. Le premier processus à considérer est l'attachement radiatif



L'application ionosphérique concerne presque exclusivement O₂ et O bien que d'autres constituants tels que les oxydes d'azote NO et NO₂ ne soient pas exclus. Les mesures expérimentales montrent, qu'aux températures de la mésosphère et de la basse thermosphère, la réaction



a un coefficient d'attachement radiatif $a(O)$ donné par

$$a(O) = 1,3 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (5.37)$$

Quant à l'attachement d'électrons de faible énergie à la molécule d'oxygène, il résulte surtout d'un processus de collision triple



pour lequel le coefficient d'attachement $a(O_2)$ dans la région *D*, est égal à

$$a(O_2) = 1,5 \times 10^{-30} n(O_2) \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (5.39)$$

La destruction des ions négatifs dépend de divers processus:

(i) le photodétachement, processus inverse de l'attachement radiatif,



(ii) le détachement par collision avec une particule neutre,



(iii) le détachement associatif correspondant à une formation moléculaire,



(iv) la neutralisation mutuelle des ions négatifs et positifs



Le photodétachement de O_2^- et O^- étudié au laboratoire indique que les coefficients de photodétachement solaire $d(O_2^-)$ et $d(O^-)$ sont:

$$d(O_2^-) = 0,44 \text{ sec}^{-1} \quad (5.44)$$

et

$$d(O^-) = 1,4 \text{ sec}^{-1} \quad (5.45)$$

Ainsi, dans une atmosphère éclairée par le soleil, le rapport $n^-(O_2)/n_e$ vaut

$$\frac{n^-(O_2)}{n_e} = \frac{1,5 \times 10^{-30} n^2(O_2)}{0,44} \quad (5.46)$$

Quant aux valeurs à utiliser au cours de la nuit, il faut attendre que des données expérimentales valables soient obtenues avant de pouvoir les déterminer.

6. L'Atmosphère Ionisée

1. Introduction

L'analyse de la distribution de la photo-ionisation en fonction de l'altitude permet d'avoir une idée précise des éléments qui subissent l'effet de la radiation solaire. En d'autres termes, il est facile, compte tenu de la distribution verticale de la densité atmosphérique, de déterminer quelle est la pénétration des radiations solaires de diverses longueurs d'onde et par là de retrouver quelles sont les domaines spectraux avec leur énergie participant à la formation des régions ionosphériques. Répétons ici que les radiations pour lesquelles la section efficace d'absorption est inférieure à 10^{-19} cm^2 sont absorbées dans la région D de l'ionosphère. C'est d'abord Lyman- α ionisant NO et ce sont les rayons X de $\lambda < 10 \text{ A}$ ionisant N_2 et O_2 . Les radiations de la série de Lyman de l'hydrogène et les rayons X de 10 à 100 A dont les sections efficaces d'absorption couvrent le domaine allant de 10^{-19} cm^2 à $5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, sont absorbées au sein de la région E. Quant à la région F, elle ne peut trouver son origine que pour des radiations dont l'absorption exige une section efficace de l'ordre de 10^{-17} cm^2 . C'est en fait tout le domaine spectral ultraviolet allant de 800 A à 200 A. On trouvera à la figure 19 un résumé des diverses possibilités de production électronique.

Cependant, si l'origine des régions ionosphériques s'explique aisément, il est beaucoup plus difficile d'expliquer la formation de couches avec leur comportement propre. Ceci est dû au fait que de nombreuses réactions peuvent avoir lieu entre le processus initial de production des électrons et celui de la recombinaison définitive.

Rappelons d'abord qu'on interprète d'une manière conventionnelle la variation de la concentration électronique, et en particulier celle associée à une fréquence critique, par l'équation

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha n_e^2 \quad (6.1)$$

où q est assimilé à une production électronique et où α doit correspondre à un coefficient de recombinaison où $n^+ = n_e$. S'il existe un transport d'ionisation, on écrit alors au lieu de (6.1)

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{dn_e}{dt} - \text{div}(n_e V) \tag{6.2}$$

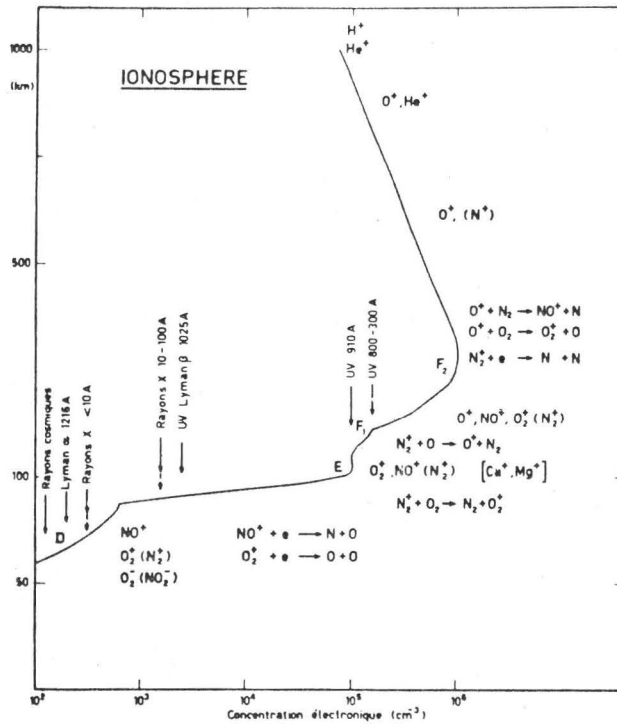


Fig. 19. Schéma de la distribution verticale de la concentration électronique dans l'ionosphère. Pénétration des radiations ionisantes et présence des divers ions.

où V est le vecteur vitesse des électrons. Le transport des électrons peut être dû à diverses causes telles que diffusion, forces électromagnétiques ou transport advectif. Il convient donc d'analyser les diverses possibilités intervenant dans la détermination des paramètres des équations (6.1) et (6.2).

2. Distribution verticale de l'ionisation

On peut d'abord reprendre le cas d'une distribution simple de Chapman où un constituant est ionisé dans une atmosphère à hauteur d'échelle constante sous l'influence d'une radiation monochromatique. Mais, si on veut ensuite tenir compte de l'existence d'un gradient dans l'atmosphère, on en tient compte en écrivant qu'au lieu de

$$p/p_0 = e^{-z/H_0} \tag{6.3}$$

on a

$$p/p_0 = ngH/n_0g_0H_0 \equiv e^{-\zeta} \quad (6.4)$$

car

$$\frac{dH}{H} = \beta d\xi = \zeta d\beta + \beta d\zeta \quad (6.5)$$

si

$$H/H_0 = e^{\beta\zeta} \quad (6.6)$$

La condition d'un maximum d'absorption déjà donnée précédemment, c'est-à-dire

$$n_M K H_M \sec \chi = 1 + \beta \quad (6.7)$$

permet d'écrire que la production électronique maximum \mathcal{N}_M est donnée par

$$\mathcal{N}_M = \frac{(1 + \beta) Q_\infty \cos \chi}{H_M e^{1+\beta}} \quad (6.8)$$

tandis qu'à toute altitude, on a

$$\mathcal{N} = n_0 H_0 (g_0/g) K Q_\infty (e^{-\xi}/H) e^{-n_0 K H_0 (g_0/g) \sec \chi e^{-\xi}} \quad (6.9)$$

En utilisant (6.8) et (6.9), on obtient pour la distribution verticale de la production de l'ionisation

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_M^* e^{\beta\xi} (H_M^*/H) e^{(1+\beta)(1-\xi-\sec \chi e^{-\xi})} \quad (6.10)$$

où \mathcal{N}_M^* est la production maximum pour un soleil au zénith. Lorsque $\beta = \text{constante}$, (6.10) devient

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_M^* e^{(1+\beta)(1-\xi-\sec \chi e^{-\xi})} \quad (6.11)$$

et donc, pour la production électronique maximum

$$\mathcal{N}_M = \mathcal{N}_M^* (\cos \chi)^{1+\beta} \quad (6.12)$$

On retrouve les formules de Chapman lorsque $\beta = 0$.

Sous la forme simple présentée par (6.10), (6.11) et (6.12), on n'a affaire qu'à un constituant ionisé et à un domaine spectral où la section efficace est constante. Dans ce cas le paramètre q de l'équation (6.1) peut être identifié avec \mathcal{N} . S'il existe plusieurs effets simultanés, $q = \Sigma \mathcal{N}$ et est en fait une production électronique effective.

Nous pouvons voir quelle sera la distribution électronique en fonction de l'altitude, si on a un équilibre d'ionisation dans (6.1), c'est-à-dire $dn_e/dt = 0$. On peut dans ce cas utiliser une valeur du coefficient de recombinaison α représentant des conditions générales. On écrit que

$$\alpha = \alpha_M^* (n/n_M^*)^\eta = \alpha_M^* e^{-\eta(1+\beta)\xi} \quad (6.13)$$

c'est-à-dire que la variation de α avec l'altitude est fournie par la valeur de l'exposant η . Utilisant (6.11) et (6.13), on obtient

$$n_e = \left(\frac{\mathcal{N}_M^*}{\alpha_M^*} \right)^{1/2} \frac{1+\beta}{e^{-\frac{1+\beta}{2}[1-\xi(1-\eta)-\sec \chi e^{-\xi}]}} \quad (6.14)$$

La condition conduisant à un maximum de la concentration électronique sera, (14),

$$e^{-\xi_M} = (1 - \eta) \cos \chi \quad (6.15)$$

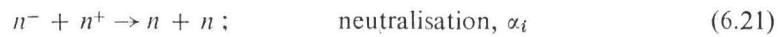
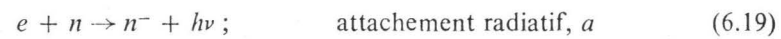
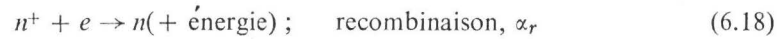
Un maximum de concentration électronique apparaît si $\eta < 1$. Lorsque $\eta = 0$, c'est-à-dire lorsque le coefficient de recombinaison est constant, on a une couche ionisée où le maximum de concentration électronique se présente à l'altitude du maximum de la production. En principe, c'est le cas de la couche *E* et de la couche *F*₁. Toute valeur de η entre 0 et 1 conduit à un maximum de concentration électronique au-dessus de la production maximum. Ce doit être le cas de la région *F*₂. Bien que les conditions réelles soient en fait plus compliquées, la représentation qui vient d'être donnée doit être considérée comme l'image simple de la formation des diverses couches ionosphériques.

3. La présence simultanée des électrons et des ions

Dans l'examen du comportement d'une région ionosphérique, il convient de tenir compte de la relation

$$n^+ = n^- + n_e \quad (6.16)$$

qui doit toujours être respectée; en d'autres termes, le nombre d'ions positifs égale le nombre d'ions négatifs plus le nombre d'électrons. Considérons, d'abord pour la simplicité de l'exposé, un seul constituant et envisageons les diverses réactions qui peuvent apparaître à suite d'une photo-ionisation:



L'ensemble des divers processus (6.17) à (6.22) conduit aux équations suivantes:

$$\frac{dn^+}{dt} = nI - \alpha_r n^+ n_e - \alpha_i n^+ n^- \quad (6.23)$$

$$\frac{dn^-}{dt} = a n n_e - n^-(d + f n + \alpha_i n^+) \quad (6.24)$$

$$\frac{dn_e}{dt} = nI - \alpha_r n^+ n_e - a n n_e + n^-(d + f n) \quad (6.25)$$

Si l'on pose

$$n^+ = (1 + \lambda) n_e \quad (6.26)$$

les équations (6.23), (6.24) et (6.25) conduisent d'abord à l'équation suivante de la variation de la concentration électronique avec le temps

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1 + \lambda} - (\alpha_r + \lambda\alpha_i)n_e^2 - \frac{n_e}{1 + \lambda} \frac{d\lambda}{dt} \quad (6.27)$$

Ensuite la variation du rapport $\lambda = n^-/n_e$ peut s'écrire

$$\frac{1}{\lambda(1 + \lambda)} \frac{d\lambda}{dt} = \left[\frac{an}{\lambda} - (d + fn) \right] - \left[\frac{nI}{(1 + \lambda)n_e} + (\alpha_i - \alpha_r)n_e \right] \quad (6.28)$$

On voit que l'équation exacte (6.27) comparée à l'équation conventionnelle (6.1) se présente sous un aspect différent. On voit, en fait, que la principale différence dépend de la valeur du paramètre λ et de sa variation $d\lambda/dt$.

L'équation (6.28) étant une équation de Riccati avec la solution particulière $\lambda = -1$, on peut rechercher quelles sont les conditions pour atteindre la valeur de l'état stationnaire λ_S . De la solution générale de (6.28), on trouve que le temps requis $\tau(\lambda_S)$ pour atteindre 50% de la valeur d'équilibre est donné par

$$\tau(\lambda_S) = 0,7/[d + (a + f)n] \quad (6.29)$$

Dans le cas d'une atmosphère éclairée par le soleil, la valeur de $\tau(\lambda_S)$ dépend de la valeur du coefficient de photodétachement d . En reconnaissant que les ions négatifs doivent être O_2^- et O^- et en calculant l'effet de photodétachement, on trouve que

$$\tau(\lambda_S)_{\text{jour}} \leq 2 \text{ secondes} \quad (6.30)$$

Ainsi, pour des conditions de jour, le rapport $\lambda = n^-/n_e$ atteint toujours pratiquement son équilibre et on écrit que pratiquement $d\lambda/dt = 0$. Sous de telles conditions, l'équation (6.27) prend l'aspect beaucoup plus simple,

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{nI}{1 + \lambda} - (\alpha_r + \lambda\alpha_i)n_e^2 \quad (6.31)$$

où le premier terme du second membre est une production électronique équivalente et le second terme est un coefficient équivalent de recombinaison. En réalité, à la présence d'un ion négatif, s'opposent plusieurs ions positifs et l'équation (6.31) doit être remplacée par

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{\sum n_j I_j}{1 + \lambda} - \frac{n_e}{1 + \lambda} \sum (\alpha_{r,j} + \lambda\alpha_{i,j})n_j^+ \quad (6.32)$$

Telle est l'équation de la variation de la concentration électronique pour des conditions de jour dans une région où existent un ion négatif et divers ions positifs. C'est le cas de la région D .

Lorsque le rapport n^-/n_e devient très petit, on voit que l'équation (6.32) se simplifie, car $\lambda \ll 1$,

$$\frac{dn_e}{dt} = \sum n_j I_j - n_e \sum (\alpha_{r,j} + \lambda\alpha_{i,j})n_j^+ \quad (6.33)$$

Ce sera le cas des conditions de jour dans la région *E*.

Dans le cas des conditions de nuit, le photodétachement $d = 0$, et il faut tenir compte dans (6.29) de la diminution du temps $\tau(\lambda_S)$ avec l'altitude puisqu'il dépend de la concentration. En principe, on atteint très rapidement l'équilibre dans la partie inférieure de la région *D*, l'attachement ayant lieu surtout à la molécule d'oxygène, constituant le plus abondant. Le valeur numérique est, d'ailleurs,

$$\tau(\lambda_S)_{\text{nuit}} = 5 \times 10^{29}/n^2(\text{O}_2) \quad (6.34)$$

et donne 3 secondes à 70 km, 60 secondes à 80 km et atteint 2000 secondes vers 90 km. Il y a donc une distinction nette à faire entre les conditions de jour et nuit.

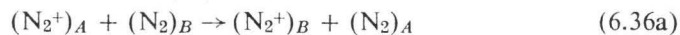
4. Echange de charges

Dans un milieu constitué à la fois d'ions et d'atomes ou de molécules neutres, divers types de réactions apparaissent.

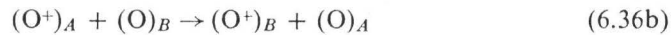
En premier lieu, on peut avoir un transfert de charge



Pour qu'un tel transfert apparaisse dans l'atmosphère où les particules ont des vitesses thermiques, il faut au moins que le bilan d'énergie de la réaction ne soit pas négatif. C'est évidemment le cas d'un transfert de résonance tel que



ou



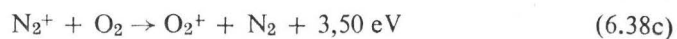
et



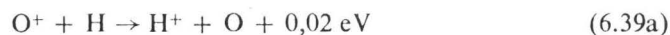
Par exemple, pour le cas de (6.37), le calcul montre que la *fréquence* de transfert de charge est très élevée et atteint $3 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ à 300°K et passe au delà de $5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$ pour les températures supérieures à 1000°K.

La section efficace de transfert est donc relativement élevée; elle est de l'ordre de $5,6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ et correspond à environ la moitié de celle correspondant à la diffusion. Aussi, il apparaît que dans l'étude de la diffusion dans un champ magnétique, les collisions donnant lieu au transfert de charge doivent intervenir. En effet, celles-ci ne sont pas négligeables vis-à-vis des collisions liées au transport par diffusion.

Le problème des transferts de charge entre ions et particules neutres dans l'ionosphère n'est cependant pas aussi simple par suite de la présence simultanée de plusieurs ions. Il faut donc tenir compte a priori des divers ions pouvant exister et déterminer les plus importants. Des transferts de charge peuvent apparaître entre A^+ , N_2^+ , O^+ , O_2^+ , H^+ et les atomes ou molécules neutres comme suit:



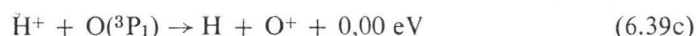
On a également



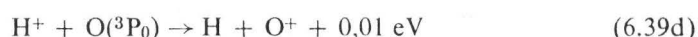
et, vu la faible différence d'énergie



ou



ou

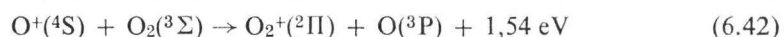


Dans le cas de transferts où la résonance n'apparaît pas, le coefficient de la réaction n'est pas bien connu pour les énergies thermiques, mais doit être beaucoup plus faible que dans le cas de résonance.

Dans le milieu ionosphérique, il faut tenir compte des échanges apparaissant entre ions et molécules:



En considérant un ion comme celui de l'atome d'oxygène, on écrit



On voit ainsi que l'ion atomique se transforme en ion moléculaire. Comme la réaction de recombinaison



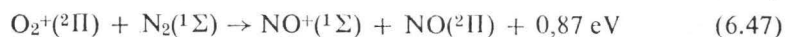
est une recombinaison radiative dont la valeur du coefficient est très faible c'est-à-dire ne dépasse pas $4 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, les réactions exothermiques d'échange d'ions où interviennent des molécules neutres jouent un rôle essentiel. Ensuite, on a les recombinaisons dissociatives



dont le coefficient de recombinaison est certainement élevé, très certainement supérieur à $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$.

On voit donc que la recombinaison d'un ion atomique dans l'ionosphère suit un chemin indirect par l'échange de l'ion dans une molécule neutre.

Néanmoins, il convient de voir comment un ion moléculaire peut également se transformer dans un tel échange. On a pour l'ion O_2^+ les possibilités suivantes:



Une réaction telle que

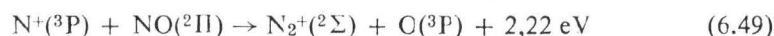


étant endothermique par 0,15 eV ne peut jouer un rôle que si la molécule O_2^+ est dans le premier niveau de vibration excité. En tout cas, on voit l'extrême complexité des problèmes ionosphériques dès que l'on tient compte des diverses possibilités d'échange d'ions. En particulier, la réaction (6.47) transformant en NO^+ l'ion original O_2^+ par collision avec une molécule N_2 , élément le plus abondant dans la thermosphère inférieure, peut avoir une section efficace très faible et néanmoins jouer un rôle, car $n(\text{N}_2)/n_e > 10^6$.

Les ions N^+ apparaissent dans l'ionosphère (même si l'atome d'azote est peu abondant) par une photo-ionisation dissociative à $\lambda < 480 \text{ \AA}$, où

$$K_1(\text{N}_2 \rightarrow \text{N}^+ + \text{N}) \simeq 10^{-19} \text{ cm}^2$$

La réaction exothermique est



tandis que pour N_2^+ , il faut retenir



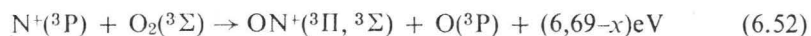
La réaction (6.49) fait appel à un constituant mineur NO tandis que la réaction (6.50) doit être opposée à la recombinaison dissociative



et aux transferts de charge dont nous avons parlé plus haut



Il reste pour clôturer le bilan des processus d'échange d'ions à considérer les réactions pour lesquelles l'ion qui est échangé est N^+ . On a



L'état électronique $^3\Pi$ ($^3\Sigma$) conduisant à la dissociation $\text{N}^+(\text{}^3\text{P})$ et $\text{O}(\text{}^3\text{P})$ est un état excité de NO^+ . C'est pourquoi, nous avons écrit ON^+ dont l'énergie x doit être de l'ordre de 4,6 eV. De là, la réaction (6.54) n'est pas exothermique et ne peut avoir aucune importance dans l'ionosphère.

Si nous considérons maintenant l'ensemble des réactions apparaissant dans l'ionosphère, on voit que la transformation essentielle est la formation d'ions NO^+ alors que l'élément neutre NO n'est qu'un constituant secondaire de l'atmosphère. Afin d'obtenir une vue claire des réactions ionosphériques, il faudrait posséder des données expérimentales pour au moins les réactions essentielles. Si les valeurs maxima peuvent atteindre les valeurs de l'ordre de $10^{-9} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1}$, on peut dire que la plupart des réactions (6.41) à (6.55) ont des valeurs nettement inférieures.

Les premières déterminations expérimentales du processus (6.42) indiquent des coefficients de l'ordre de 10^{-11} à 10^{-12} $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$. On voit donc que le domaine des valeurs possibles des coefficients peut varier d'au moins un facteur 10^4 et, en conséquence, il devient pratiquement impossible de faire des estimations exactes des concentrations des ions.

Il convient, néanmoins, de souligner quelles sont les conditions théoriques dans l'ionosphère. En considérant la photo-ionisation avec son coefficient $I(\text{sec}^{-1})$, la recombinaison dissociative avec son coefficient $\alpha_{XY}(\text{cm}^3 \text{sec}^{-1})$ et en adoptant le symbole γ pour l'échange d'ions avec γ_1 pour (6.41) et γ_{15} pour (6.55), avec en outre γ^* et γ^{**} pour les réactions endothermiques, on écrit les équations suivantes:

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(\text{O})}{dt} = & n(\text{O})I(\text{O}) + \gamma_8^*n(\text{N})n^+(\text{O}_2) + \gamma_{38b}n(\text{O})n^+(\text{N}_2) \\ & - n^+(\text{O})[\gamma_1n(\text{N}_2) + \gamma_2n(\text{O}_2) + \gamma_3n(\text{NO}) + \gamma_4n(\text{NO})] \end{aligned} \quad (6.56)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(\text{O}_2)}{dt} = & n(\text{O}_2)I(\text{O}_2) + n^+(\text{O})[\gamma_2n(\text{O}_2) + \gamma_4n(\text{NO})] + \gamma_{38c}n(\text{O}_2)n^+(\text{N}_2) - \\ & - n^+(\text{O}_2)[\gamma_6n(\text{N}) + \gamma_7n(\text{N}_2) + \gamma_8^*n(\text{N}) + \alpha_{\text{O}_2}n_e] \end{aligned} \quad (6.57)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(\text{N})}{dt} = & n(\text{N}_2, \text{N})I(\text{N}) + \gamma_{10}n(\text{N})n^+(\text{N}_2) - \\ & - n^+(\text{N})[\gamma_9n(\text{NO}) + \gamma_{12}n(\text{O}_2) + \gamma_{13}n(\text{NO})] \end{aligned} \quad (6.58)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(\text{N}_2)}{dt} = & n(\text{N}_2)I(\text{N}_2) + \gamma_9n(\text{NO})n^+(\text{N}) - \\ & - n^+(\text{N}_2)[\gamma_{10}n(\text{N}) + (\gamma_{38b} + \gamma_{14}^{**})n(\text{O}) + \\ & + (\gamma_{38c} + \gamma_{15}^*)n(\text{O}_2) + \alpha_{\text{N}_2}n_e] \end{aligned} \quad (6.59)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn^+(\text{NO})}{dt} = & n(\text{NO})I(\text{NO}) - \alpha_{\text{NO}}n_e n^+(\text{NO}) \\ & + n^+(\text{O})[\gamma_1n(\text{N}_2) + \gamma_3n(\text{NO})] \\ & + n^+(\text{O}_2)[\gamma_6n(\text{N}) + \gamma_7n(\text{N}_2)] \\ & + n^+(\text{N})[\gamma_{12}n(\text{O}_2) + \gamma_{13}n(\text{NO})] \\ & + n^+(\text{N}_2)[\gamma_{14}^*n(\text{O}) + \gamma_{15}^*n(\text{O}_2)] \end{aligned} \quad (6.60)$$

En considérant l'ensemble des équations (6.56) à (6.60), nous pouvons choisir deux régions de l'ionosphère correspondant respectivement à une première région où les ions atomiques deviennent rapidement ions moléculaires (forte densité comme la région E) et à une seconde région où les ions atomiques ont une longue durée de vie (région F₂ à faible densité).

Dans le cas d'une région atmosphérique à forte densité, les molécules O_2 et N_2 dominant, NO est un constituant secondaire et les réactions sont rapides. D'où, (6.56) permet de donner en première approximation la valeur stationnaire pour $n^+(O)$ comme suit:

$$n^+(O) = \frac{n(O)I(O) + n^+(N_2)\gamma_{38b}n(O)}{\gamma_1n(N_2) + \gamma_2n(O_2)} \quad (6.61)$$

Sous les conditions d'équilibre, on a, grâce à (6.61) où on néglige N_2^+ , pour (6.57) et (6.60), les résultats suivants:

$$n^+(O_2)[\gamma_7n(N_2) + \alpha_{O_2}n_e] = n(O_2)I(O_2) + \frac{n(O)I(O)}{1 + \gamma_1n(N_2)/\gamma_2n(O_2)} \quad (6.62a)$$

ou

$$n^+(O_2) \leq \frac{n(O_2)I(O_2)}{\alpha_{O_2}n_e} + \frac{n(O)I(O)}{\alpha_{O_2}n_e} \left[\frac{1}{1 + \gamma_1n(N_2)/\gamma_2n(O_2)} \right] \quad (6.62b)$$

Ainsi, l'ion O_2^+ est produit par la photo-ionisation directe de O_2 et par une fraction déterminée des ions O^+ se transformant en O_2^+ . La perte des ions O_2^+ correspond surtout à la recombinaison dissociative si on considère que l'échange entre O_2^+ et N_2 donnant lieu à NO^+ n'est pas complet.

Quant à NO^+ , on a dans les mêmes conditions d'approximation,

$$n^+(NO) = \frac{n(O)I(O)}{\alpha_{NO}n_e} \left[\frac{1}{1 + \gamma_2n(O_2)/\gamma_1n(N_2)} \right] + \frac{\gamma_7n(N_2)n^+(O_2)}{\alpha_{NO}n_e} \quad (6.63a)$$

ou

$$n^+(NO) \geq \frac{n(O)I(O)}{\alpha_{NO}n_e} \left[\frac{1}{1 + \gamma_2n(O_2)/\gamma_1n(N_2)} \right] \quad (6.63b)$$

La production d'ions NO^+ correspond donc à une fraction déterminée de la production d'ions O^+ avec la possibilité supplémentaire d'une transformation de O_2^+ en NO^+ . La seule perte possible d'ions NO^+ est la recombinaison dissociative (6.45c).

Les ions d'azote dans la région E doivent être placés dans les conditions suivantes: impossibilité d'ionisation directe par l'ultraviolet, mais ionisation par rayons X. On écrit alors

$$n^+(N) = \frac{\gamma_{10}n(N)n^+(N_2) + n(N)I(N)}{\gamma_{12}n(O_2)} \quad (6.64)$$

c'est-à-dire passage de N^+ en NO^+ . Ensuite, pour N_2^+ ,

$$n^+(N_2) = \frac{n(N_2)I(N_2)}{\alpha_{N_2}n_e + \gamma_{10}n(N) + \gamma_{38b}n(O) + \gamma_{38c}n(O_2)} \quad (6.65a)$$

ou

$$n^+(N_2) \leq \frac{n(N_2)I(N_2)}{\alpha_{N_2}n_e} \quad (6.65b)$$

On voit que N^+ ne peut apparaître dans l'ionosphère inférieure et N_2^+ devrait avoir une concentration inférieure à celle de l'équilibre de l'ionisation surtout dans les couches inférieures.

Telles sont les conditions d'équilibre d'ionisation dans le champ de radiation du soleil pour l'ionosphère moyenne où les ions négatifs ne jouent aucun rôle. On voit que les ions atomiques disparaissent pour faire place aux ions moléculaires. Parmi les ions moléculaires, on voit apparaître l'ion NO^+ qui est un des plus importants par suite de la forte valeur de son énergie de dissociation D . On a, en effet,

$$D(O_2^+) = 6,66 \text{ eV}; \quad D(N_2^+) = 8,73 \text{ eV}; \quad D(NO^+) = 10,88 \text{ eV}$$

alors que les énergies de dissociation des molécules neutres sont

$$D(O_2) = 5,12 \text{ eV}; \quad D(N_2) = 9,76 \text{ eV} \text{ et seulement } D(NO) = 6,51 \text{ eV}$$

et leurs premiers potentiels d'ionisation

$$I(O_2) = 12,08 \text{ eV}; \quad I(N_2) = 15,58 \text{ eV} \text{ et seulement } I(NO) = 9,25 \text{ eV}.$$

Les abondances relatives des ions N_2^+ , O_2^+ et NO^+ dépendront en premier lieu des valeurs des coefficients de recombinaison qui ne sont pas encore bien fixées par les analyses expérimentales. Il apparaît, toutefois, pour des raisons aéronomiques que

$$\alpha_{N_2} > \alpha_{O_2} > \alpha_{NO} \quad (6.66)$$

On peut peut-être dire que

$$2 \times 10^{-7} < \alpha_{N_2} \leq 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (6.67)$$

$$2 \times 10^{-8} < \alpha_{O_2} \leq 2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (6.68)$$

$$2 \times 10^{-9} \leq \alpha_{NO} \leq 1 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (6.69)$$

En tout cas, les valeurs des coefficients de recombinaison dissociative sont loin d'être fixées, car l'effet de température n'est pas connu. On retiendra que les valeurs des coefficients des recombinaisons dissociatives conduisent à

$$10^{-9} \leq \alpha_D \leq 10^{-6} \text{ cm}^3 \text{ sec}^{-1} \quad (6.70)$$

et qu'il s'agit d'être très prudent dans leur utilisation lorsqu'il faut obtenir des valeurs numériques absolues dans l'ionosphère.

Aux altitudes suffisamment élevées, l'échange des ions n'est plus très rapide et on ne peut plus considérer l'état d'équilibre. Au lieu de (6.61), on doit utiliser (6.56) qui donne, après intégration (en ne considérant que les deux réactions avec O_2 et N_2 pour une première approximation):

$$n^+(O) = n_0^+(O) e^{-[\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2)]t} + \frac{n(O)I(O)}{\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2)} \{1 - e^{-[\gamma_1 n(N_2) + \gamma_2 n(O_2)]t}\} \quad (6.71)$$

avec les expressions

$$n^+(O_2) = \frac{n(O_2)[I(O_2) + \gamma_2 n^+(O)]}{\alpha_{O_2} n_e + \gamma_7 n(N_2) + \gamma_6 n(N)} \quad (6.72)$$

et

$$n^+(\text{NO}) = \frac{n(\text{N}_2)[\gamma_1 n^+(\text{O}) + \gamma_7 n^+(\text{O}_2)] + n(\text{N})\gamma_6 n^+(\text{O}_2)}{\alpha_{\text{NO}} n_e} \quad (6.73)$$

Sous la forme la plus simple, on écrit

$$n^+(\text{O}_2) \geq \frac{n(\text{O}_2)[I(\text{O}_2) + \gamma_2 n^+(\text{O})]}{\alpha_{\text{O}_2} n_e} \quad (6.74)$$

et

$$n^+(\text{NO}) \leq \frac{n(\text{N}_2)\gamma_1 n^+(\text{O})}{\alpha_{\text{NO}} n_e} \quad (6.75)$$

Telles sont les conditions que l'on doit appliquer dans la région F₂ de l'ionosphère où l'ion O⁺ prédomine tandis que les ions O₂⁺ et NO⁺ sont des ions qui, produits constamment par l'échange entre O⁺ et les molécules N₂ et O₂, conduisent à la recombinaison finale des électrons par recombinaison dissociative.

Quant à l'ion N⁺, il doit apparaître par photo-ionisation dissociative de N₂ et on écrit par intégration de (6.58) en ne retenant pour une première approximation que les termes principaux:

$$n^+(\text{N}) = n_0^+(\text{N}) e^{-\gamma_{12} n(\text{O}_2)} + \frac{n(\text{N}_2)I(\text{N})}{n(\text{O}_2)\gamma_{12}} [1 - e^{-\gamma_{12} n(\text{O}_2)t}] \quad (6.76)$$

qui montre la tendance de N⁺ d'être présent aux hautes altitudes au même titre que l'ion O⁺ mais avec une concentration moindre dépendant de l'ionisation dissociative de N₂. L'ion N₂⁺ dépendra encore d'un équilibre, car l'équation (6.65a) se réduit pratiquement à ($\alpha_{\text{N}_2} n_e$ augmentant avec l'altitude tandis que les autres termes du dénominateur diminuent):

$$n^+(\text{N}_2) = \frac{n(\text{N}_2)I(\text{N}_2)}{\alpha_{\text{N}_2} n_e} \quad (6.77)$$

Ce sera un ion relativement peu abondant par suite de l'importance de sa recombinaison dissociative.

Finalement, en se rapportant à l'équation (6.71) où on considère la concentration d'équilibre de l'ion positif O⁺, c'est-à-dire

$$n^+(\text{O}) = \frac{n(\text{O})I(\text{O})}{\gamma_1 n(\text{N}_2) + \gamma_2 n(\text{O}_2)} \quad (6.78)$$

on voit comment n⁺(O) doit augmenter avec l'altitude. En effet, lorsque l'épaisseur optique devient négligeable, I(O) = constante et n(O), par suite de l'équilibre de diffusion, décroît moins rapidement avec l'altitude que n(N₂) et n(O₂). C'est pourquoi, au niveau du maximum de la région F₂, le comportement de n⁺(O) = n_e doit être étudié en utilisant l'équation de continuité où intervient également le transport. Au lieu de l'équation simple

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{dn^+(\text{O})}{dt} = n(\text{O})I(\text{O}) - [\gamma_2 n(\text{O}_2) + \gamma_1 n(\text{N}_2)] \quad (6.79)$$

on doit écrire

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{dn^+(\text{O})}{dt} - \text{div}(nV) \quad (6.80)$$

où V est le vecteur vitesse de diffusion des ions O^+ . Ce sera en fait la diffusion qui fixera le maximum de concentration électronique de la région F_2 .

5. L'équilibre de diffusion des ions et des électrons

Lorsque le transport par diffusion s'introduit pour les particules chargées par suite de la lenteur des réactions entre les ions et les électrons, on doit imaginer que l'électron léger a tendance à monter et l'ion lourd à descendre. Cependant, on doit toujours conserver la relation d'égalité entre le nombre total des ions de diverses espèces i et celui des électrons, c'est-à-dire

$$\sum n_i^+ = n_e \quad (6.81)$$

En équilibre de diffusion, on a pour un ion déterminé de pression partielle p_i

$$\frac{1}{p_i} \frac{dp_i}{dz} = - (m_i g - eE) / k T_i \quad (6.82)$$

et pour un électron de pression p_e

$$\frac{1}{p_e} \frac{dp_e}{dz} = - (m_e g + eE) / k T_e \quad (6.83)$$

où m_i et m_e sont les masses des ions d'espèce i et des électrons, avec T_i et T_e leurs températures associées; e est la charge électronique qui, multipliée par le champ électrique E fournit l'effet du poids du champ électrique qui a son origine dans la séparation des charges. On peut donc écrire

$$eE = \frac{1}{2}(m_+ - m_e)g \simeq \frac{1}{2}m_+g \quad (6.84)$$

si m_+ est la masse moyenne des ions positifs. En convenant que $T_i = T_e$, on obtient pour la loi de la distribution verticale d'un ion d'espèce i

$$\frac{dn_i}{n_i} = - \frac{dz}{H_i} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{m_+}{m_i} \right) \equiv - \frac{dz}{H_{i+}} \quad (6.85)$$

où H_i est la hauteur d'échelle se rapportant à l'ion dont la masse de l'atome neutre est m_i . La signification de H_{i+} apparaît immédiatement si on a un seul ion, car $m_+ = m_i$, et on a à partir de (6.85):

$$\frac{dn_i}{n_i} = - \frac{dz}{2H_i} \quad (6.86)$$

c'est-à-dire que la hauteur d'échelle H_{i+} d'un ion est égale à deux fois celle H_i de l'atome neutre. On retiendra donc qu'en général

$$H_{i+} = H_i \left(\frac{2m_i}{2m_i - m_+} \right) \quad (6.87)$$

et, en conséquence, que la hauteur d'échelle d'un ion peut prendre toutes les valeurs possibles suivant la valeur positive ou négative de la différence $2m_i - m_+$.

Un exemple d'application d'équilibre de diffusion est présenté à la figure 20

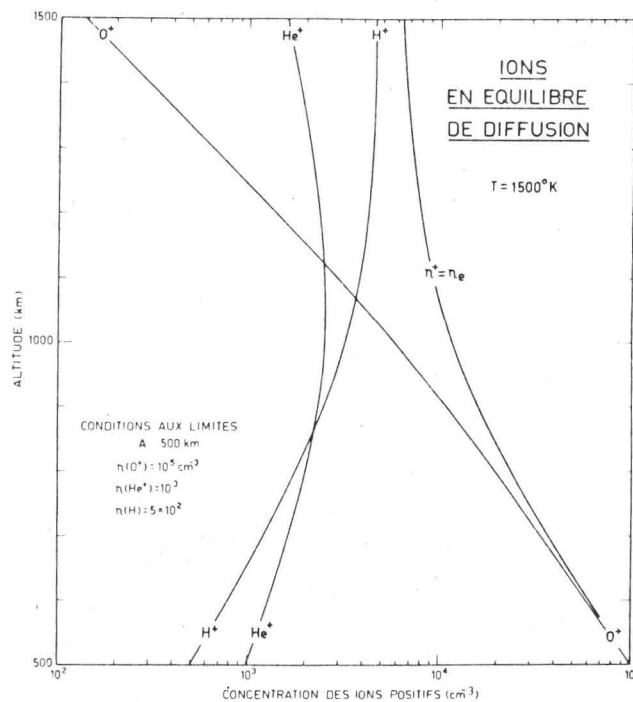


Fig. 20. Distribution verticale des ions positifs d'hydrogène, d'hélium et d'oxygène dans une atmosphère à $T = 1500^\circ\text{K}$ lorsque les conditions aux limites sont fixées à 500 km.

où on a pris les conditions aux limites suivantes à 500 km, avec une température égale à 1500°K :

$$n_e = 10^5 \text{ cm}^{-3}; \quad n^+(\text{O}) = 10^5 \text{ cm}^{-3}; \quad n^+(\text{He}) = 10^3 \text{ cm}^{-3}; \quad n(\text{H}) = 5 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}.$$

On voit que de 500 km à 1000 km, la hauteur d'échelle des ions H^+ et He^+ est négative et qu'il suffit d'une telle couche de transition pour que des ions dont l'abondance ne dépassait pas 10^{-2} celle de l'ion principal deviennent prédominants.

Comme le coefficient de photo-ionisation de He est de l'ordre de $3 \times 10^{-8} \text{ sec}^{-1}$, c'est-à-dire quelque 10% de celui de l'atome d'oxygène, et comme, d'autre part, à des altitudes de 500 km l'atome neutre d'oxygène l'emporte encore sur l'hélium,

l'exemple choisi à la figure 20 est un exemple approprié. Il démontre qu'il existe dans l'atmosphère terrestre une ceinture d'hélium ionisé par suite de la diffusion des ions au même titre qu'il existe une ceinture d'hélium neutre résultant également de la diffusion des gaz neutres.

Il convient de souligner cependant que la distribution verticale de la diffusion est très sensible à la température. La figure 21 montre quelle est la variation du

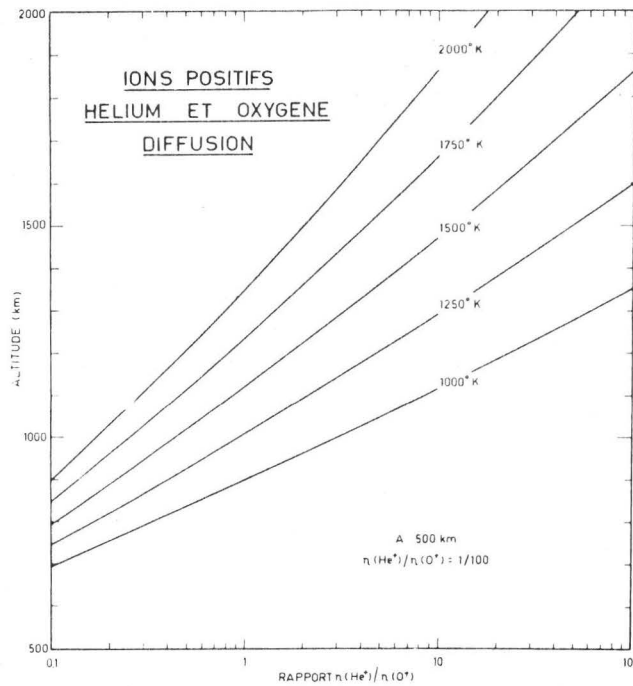


Fig. 21. Variation du rapport des ions positifs d'hélium et d'oxygène en fonction de la température lorsque le rapport à 500 km est fixé à $n(\text{He}^+)/n(\text{O}^+) = 1/100$.

rapport $n^+(\text{He})/n^+(\text{O})$ en fonction de l'altitude lorsque ce rapport est égal à 1/100 à 500 km. Il faut donc s'attendre à de très fortes variations de la proportion des ions O^+ , He^+ et H^+ en fonction de l'altitude suivant les valeurs que prend la température de la thermopause.

En se basant sur des valeurs moyennes de la concentration électronique, on peut pour une température de l'ordre de 1500°K, donner les valeurs suivantes:

	500 km	1000	3000	5000	25000
O^+	10^5cm^{-3}	10^4	< 1	0	0
He^+	10^3	$< 10^4$	10^3	10^2	< 1
H^+	10^1	$< 10^2$	$> 10^2$	$> 10^2$	10^2
ν_e	100 sec^{-1}	10	> 1	1	10^{-1}

Ces diverses valeurs indiquent l'extension de l'ionosphère jusqu'à des distances analogues à celle de l'atmosphère neutre. C'est en tenant compte de telles conditions qu'il faut étudier le passage du milieu interplanétaire au milieu atmosphérique. Ainsi, on obtiendra les conditions réelles des réactions entre les deux milieux.