INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 7 - 1961

Introduction à l'étude de l'aéronomie (1^{ère} partie) par M. NICOLET

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT - PROPOS

Cette première partie de "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" est le début d'un exposé général. En fait, elle correspond à une description des paramètres physiques nécessaires à l'étude de l'atmosphère supérieure. D'autres exposés sur des chapitres déterminés seront l'objet d'autres Aeronomica Acta.

M. NICOLET.

VOORWOORD

Dit eerste deel van de "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" is de aanvang van een algemene uiteenzetting. Het beschrijft in feite de fysische parameters welke noodzakelijk zijn voor de studie van de hogere atmosfeer. Andere uiteenzettingen, betreffende bepaalde onderwerpen zullen het onderwerp uitmaken van andere Aeronomica Acta.

M. NICOLET.

FOREWORD

This part of "Introduction à l'Etude de l'Aéronomie" is the beginning of a general study. In fact, it corresponds to a description of the physical parameters necessary for the study of the upper atmosphere. Other Aeronomica Acta will deal with other topics.

M. NICOLET.

VORWORT

Der erste Teil aus "Introduction à l'Etude de l'Aeronomie" ist der Anfang eines generalen Exposé. Eine Beschreibung der physikalischen Parameter ist notig für ein Studium der höheren Atmosphäre. Verschiedene andere Aufträge werden in anderen Aeronomica Acta vorgestellt.

M. NICOLET.

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

par

Marcel NICOLET

TABLE DES MATIERES

Première partie : Aeronomica Acta A - n° 7

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

II. La composition de l'homosphère

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

III. Les conditions physiques normales de l'homosphère

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

IV. La dissociation de l'oxygène

- 1. Introduction
- 2. Le problème théorique
- 3. La formation de l'ozone
- 4. La durée de vie de l'oxygène atomique

 \tilde{i}_{i}

5. L'atome d'oxygène à 100 km

- V. Le gradient de température dans la thermosphère
 - 1. Introduction
 - 2. Les conditions à 150 km et à 200 km
 - 3. Les diverses énergies dans la thermosphère
 - 4. Les conditions aux très hautes altitudes

Deuxième partie : Aeronomica Acta A - nº 10

- VI. La photoionisation
 - 1. Introduction
 - 2. Absorption des rayons X entre 1 A et 10 A
 - 3. Absorption des rayons X. entre 10 A et 100 A
 - 4. Absorption des radiations ultraviolettes de longueur d'onde inférieure à 1000 A
 - 5. Ionisation par l'ultraviolet de longueur d'onde supérieure à 1000 A
- VII. La photodissociation
 - 1. Introduction
 - 2. L'oxygène moléculaire
 - 3. L'ozone
 - 4. La vapeur d'eau
 - 5. L'anhydride carbonique
 - 6. Autres constituants

VIII. Le rayonnement solaire et ses effets

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

Troisième partie : Aeronomica Acta A - n° 11

- IX. Collisions et réactions
 - 1. Introduction
 - 2. Collisions entre sphères élastiques
 - 3. Collisions élastiques entre électrons et particules neutres
 - 4. Collisions élastiques entre ions et particules neutres
 - 5. Recombinaison radiative
 - 6. Recombinaison par collision triple
 - 7. Déplacement d'atomes dans les formations moléculaires
 - 8. Ions positifs et électrons
 - 9. Ions négatifs
 - 10. Echange de charge entre ions et atomes
- X. Réactions aéronomiques
 - 1. Introduction
 - 2. Dissociation de l'oxygène
 - 3. Dissociation de l'azote
 - 4. Formation de la molécule NO
 - 5. Production ionosphérique de N et NO
 - 6. La molécule NO dans la mésosphère
 - 7. Les composés de l'hydrogène

Quatrième partie : Aeronomica Acta A - n° 12

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

INTRODUCTION A L'ETUDE DE L'AERONOMIE

par .

Marcel NICOLET

I. INTRODUCTION GENERALE

1. Etat de la question

Cet exposé devrait fournir les éléments essentiels de l'aéronomie. Mais, les études aéronomiques sont seulement à leur début. L'accumulation continuelle de nouvelles données d'observation obtenues à l'aide de fusées et de satellites retarde l'analyse détaillée et précise au profit de nouveaux problèmes loin d'être résolus. Les observations effectuées au niveau du sol constituent encore trop souvent la base des explications des phénomènes aéronomiques. Ainsi, on est encore loin de pouvoir effectuer une synthèse des résultats des diverses observations afin de présenter un ensemble des corditions physiques réelles de la haute atmosphère.

Tout d'abord, les observations visuelles ou photographiques de phénomènes tels que les nuages lumineux nocturnes, les météores et les aurores polaires sont encore utilisées comme moyens d'analyse. Ensuite, les méthodes spectrographiques utilisées pour les observations de la lueur nocturne et des aurores constituent des éléments essentiels de l'étude de l'état physique de la haute atmosphère. Enfin, le sondage ionosphérique est un procédé technique dont on tire encore beaucoup de conclusions sur la structure de l'ionosphère.

Depuis 1945, le sondage par fusées et depuis 1957, l'utilisation de satellites artificiels ont apporté des moyens entièrement nouveaux d'investigation des hautes couches atmosphériques et l'analyse de nouveaux résultats apporte des vues plus détaillées sur l'ensemble des propriétés physiques et chimiques de la haute atmosphère. Ainsi, l'étude des causes et des effets de dissociation et d'ionisation, constituant d'ailleurs l'objet principal de l'aéronomie, tout en présentant une importance de plus en plus grande est soumise à des développements continuels.

Si les méthodes techniques d'observation jouent un rôle essentiel dans les études aéronomiques, il n'en subsiste pas moins que les résultats expérimentaux et théoriques des processus physiques élémentaires constituent également une base importante pour l'étude des phénomènes de la haute atmosphère. Or, la connaissance précise des coefficients d'absorption, de recombinaison, etc, est loin d'être atteinte et on peut dire que les recherches au laboratoire sont en retard considérable par rapport aux recherches théoriques. Dans bien des cas, il faut même avoir recours à certaines déductions aéronomiques pour fixer la valeur de certains coefficients que le laboratoire aurait dû fournir. Par conséquent, le développement de l'aéronomie est limité par la pauvreté des résultats expérimentaux et par suite les résultats d'observation ne peuvent pas toujours être interprétés correctement. En somme, on voit que cet exposé ne peut être qu'une introduction à l'étude de l'aéronomie.

2. La densité atmosphérique

La densité de l'atmosphère a une répartition verticale régie par le champ de la pesanteur et on se rend compte, en utilisant des valeurs moyennes, qu'elle ne diminue pas de la même façon à toutes les altitudes. Ainsi, les ordres de grandeur suivants : (voir fig. 1)

Altitude (km) 0 100 150 400 700 Densité (gm cm⁻³) 10⁻³ 10⁻⁹ 10⁻¹² 10⁻¹⁴ 10⁻¹⁶

démontrent combien la décroissance de la densité avec l'altitude est lente aux très hautes altitudes par rapport à la variation entre le niveau du sol et 100 km. En effet, la densité est réduite à 1/1000 000 entre 100 et 110 km tandis qu'elle ne diminue que de 1/100 entre 400 et 700 km. Il faut donc que la température à 150 km soit très élevée. En effet, la diminution de la densité dans les

2 . -



premiers cent kilomètres correspond à une atmosphère isotherme de température de l'ordre de 273°K, tandis que la décroissance aux hautes altitudes doit correspondre à des températures supérieures à 1000°K. Comme dans l'atmosphère gazeuse, les lois de l'hydrostatique doivent s'appliquer le long de la verticale, on écrit donc :

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

où p est la pression, ρ la densité, g l'accélération de la pesanteur; z représente la hauteur au-dessus d'un certain niveau z = 0 et r est le rayon de la sphère.

L'atmosphère étant un gaz pratiquement parfait constitué de molécules et d'atomes, l'équation reliant la pression à la température T est

$$f p = n k T$$
 (1.2)

où n'est la concentration et k la constante de Boltzmann.

On voit, en utilisant (1.1) et (1.2), que la loi générale de la répartition atmosphérique de la pression et de la densité est

 $\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = -\frac{dz}{kT/mg}$ (1.3) $\rho = nm$ (1.4)

3. La température

car

Les grands traits de la variation verticale de la température (Fig.2) se traduisent (voir équation 3) dans la répartition verticale de la pression. En fait, les mesures directes de la température sont très difficiles au-delà d'une certaine altitude et ne sont effectuées que dans l'atmosphère inférieure. Aussi on a utilisé comme procédé indirect la propagation des ondes sonores jusqu'à l'altitude de 80 km et au-delà des méthodes spectrales dans la lueur nocturne ou dans les aurores. C'est pourquoi, la détermination de la température s'effectue par l'utilisation de l'équation (1.3) après avoir mesuré la décroissance de la pression ou de la densité. C'est pourquoi la hauteur d'échelle

(1.5)



Figure 2

constitue le paramètre adéquat dans l'analyse des problèmes aéronomiques. Si la masse moléculaire m est constante, la détermination de la température est immédiate. L'accélération de la pesanteur est donnée par

$$gr^2 = g_0 r_0^2$$
 (1.6)

si g_0 et r_0 représentent les valeurs à une hauteur z = 0 et g et r à une hauteur quelconque z. Comme m ne peut varier que dans certaines limites, en fait un facteur 2 au maximum, on peut conclure que la température doit être très élevée au-delà de 150 km. De plus, grâce aux diverses méthodes utilisées, on sait que la température présente des maxima et des minima dans sa distribution verticale et c'est pourquoi on peut établir une nomenclature atmosphérique basée sur la présence de couches atmosphériques présentant des gradients positifs ou négatifs de la température.

4. La masse moléculaire

Tant que la composition de l'air ne se modifie pas, il est bien entendu que la masse moléculaire reste constante (Fig.2). On peut donc envisager une région atmosphérique appelée <u>homosphère</u> où les constituants princépaux, c'est-àdire fournissant pratiquement la masse moléculaire de l'air, conservent les mêmes proportions. Dans l'homosphère, on écrira donc :

$$m = \frac{\sum n_{i} m_{i}}{\sum n_{i}} = \text{constante}$$
(1.7)
T (1.8)

et gH '/. T

Si l'un ou l'autre des constituants principaux, en particulier l'oxygène, subit l'effet de dissociation, on doit considérer que la masse moléculaire moyenne diminue. De même, si la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur apparaît, la concentration des éléments légers (atomes) augmente par rapport aux éléments lourds (molécules) et, ainsi même en l'absence de toute dissociation, on arrive aux plus hautes altitudes à une masse moléculaire nettement inférieure à celle de l'air. La relation (1.7) ne peut plus être une constante et l'atmosphère doit correspondre à l'<u>hétérosphère</u> où

gH °/、T/m

(1.9)

Ainsi, tout accroissement de la hauteur d'échelle atmosphérique est lié à l'augmentation de la température et à la diminution de la masse moléculaire m.

5. L'ionosphère

Si l'atmosphère est constituée essentiellement par ses éléments principaux de molécules et d'atomes neutres, il faut néanmoins souligner qu'une fraction de ceux-ci sont soumis à l'ionisation et ainsi des particules chargées, ions et électrons existent en proportions variables avec l'altitude. C'est pourquoi le vocable <u>ionosphère</u> (Fig.3) est utilisé lorsqu'il s'agit d'étudier les propriétés des particules chargées. Le domaine de l'ionosphère commence à partir de 50 - 70 km où la concentration électronique est de l'ordre de 100 électrons cm⁻³ et s'étend jusqu'aux plus hautes altitudes en passant par un maximum de l'ordre de 10⁶ électrons cm⁻³ vers 250-300 km.

La présence de particules chargées indique l'importance de plus en plus grande du champ géomagnétique car l'effet des particules neutres diminue avec l'altitude par suite de la diminution du rapport des concentrations des particules neutres et chargées.

6. Les régions de l'atmosphère

L'ensemble des résultats que l'on a obtenus sur la structure de l'atmosphère a permis l'emploi d'une nomenclature se révélant très utile dans l'analyse des phénomènes aéronomiques (Fig.4).

En partant des vocables <u>troposphère</u> et <u>stratosphère</u> utilisés couramment en météorologie, Chapmah a proposé une nomenclature qui est généralement adoptée aujourd'hui.

La <u>troposphère</u> est la région de l'atmosphère en contact avec le sol. Comme la source de la chaleur est au niveau du sol absorbant le rayonnement solaire visible, la température décroît avec l'altitude à un taux voisin de quelque 6°K par km. La limite supérieure a reçu le nom de <u>tropopause</u>; son altitude varie d'environ 18 km à l'équateur à 8 km aux pôles. Le long de la tropopause, la température minimum à l'équateur croît jusqu'au voisinage des pôles. Aux







Figure 4

.

latitudes moyennes, l'altitude de cette surface de séparation varie avec les conditions atmosphériques, tandis que les effets saisonniers sont bien marqués aux hautes latitudes.

La <u>stratosphère</u> est essentiellement la région située au-dessus de la tropopause dans laquelle la température augmente ou, au moins ne décroît pas généralement avec l'altitude pour atteindre un maximum de l'ordre de 270°K aux environs de 50 km correspondant à la stratopause. Si l'étymologie du mot stratosphère indique qu'une stabilité doit être la règle, elle ne signifie pas que la turbulence mécanique n'existe pas. La circulation est loin d'être connue; mais, le caractère essentiel des vents atratosphériques est le passage des vents venant de l'ouest à des vents d'est de l'hiver à l'été. La stratopause équatoriale, à l'opposé de la tropopause, n'est plus un domaine à température inférieure à celle de la stratopause polaire en hiver. C'est pourquoi les vents venant de l'est au cours de l'été et de l'ouest au cours de l'hiver se renforcent au-dessus de 25 km. Par ailleurs, les variations saisonnières de la température se manifestant dans la stratosphère supérieure aux hautes latitudes indiquent que l'altitude de la stratopause vafie certainement au delà de 50 \pm 5 km et sa température également : 270 \pm 20°K.

La <u>mésosphère</u> est caractérisée par une décroissance avec l'altitude de la température dont le minimum prononcé est de l'ordre de $170^{\circ} \pm 20^{\circ}$ K à une altitude variable de 80 ± 5 km. Comme le vent thermique est opposé à celui de la stratosphère, la vitesse des vents d'est en été et d'ouest en hiver est maximum dans la mésosphère. De plus, on retrouve à la mésopause des conditions analogues à celles de la tropopause.

Les trois régions troposphère, stratosphère et mésosphère peuvent être considérées comme présentant des caractères hydrodynamiques analogues et peuvent être inclues avec certitude dans l'homosphère car la masse moléculaire reste constante. Elles se distinguent par le fait que les sources et les pertes de chaleur sont différentes. Le niveau du sol est la source pour la troposphère alors que l'équilibre thermique de la stratosphère dépend en partie de l'absorption de l'ultraviolet solaire et de l'émission infrarouge.

Au delà de la mésopause, les propriétés de l'atmosphère changent complètement. Tout d'abord, la température augmente graduellement avec l'altitude pour atteindre des valeurs très élevées de l'ordre de 1000°K vers 200 km. Le gradient de température est fonction de l'énergie ultraviolette du soleil que l'atmosphère absorbe et de l'énergie cinétique totale de la couche absorbante. Cependant, au fur et à mesure que l'on s'élève, l'absorption du rayonnement solaire diminue de plus en plus et le gradient de température doit diminuer. Au-dessus d'une certaine altitude la <u>thermosphère</u> doit tendre vers l'isothermie verticale et on atteint ainsi la <u>thermopause</u>. Le fait que le gradient de la température thermosphérique dépend de l'énergie solaire absorbée conduit à d'autres conséquences. Le bilan thermique doit tout d'abord dépendre de la variation de l'énergie solaire. C'est pourquoi, il faut envisager à priori des variations diurnes, saisonnières, géographiques, annuelles et undécennales. Ensuite, il faut tenir compte des divers modes de transport de la chaleur, par convection, par radiation et par conduction.

7.-

Si la température est un important paramètre de la thermosphère, il faut également ajouter que la variation de la masse moléculaire détermine en même temps les propriétés thermosphériques. Ainsi, l'ultraviolet solaire dissociant continuellement l'oxygène et l'azote moléculaires, il convient de rechercher quel est l'équilibre final de dissociation. De même, la diminution de la densité aux altitudes thermosphériques est telle que la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur modifie le comportement thermosphérique qui résulterait d'une homosphère. Par conséquent, de nombreuses modifications de l'air apparaissent dans la thermosphère dont la constitution est essentiellement différente de celle des régions inférieures.

S'il n'existait que des éléments comme l'oxygène et l'azote, il serait possible d'étendre l'atmosphère d'éléments neutres jusqu'à la limite où la force centrifuge contrebalance l'attraction planétaire. Mais, il faut tenir compte de l'effet de diffusion des gaz légers comme l'hydrogène et l'hélium. De tels atomes, bien qu'éléments secondaires deviennent relativement de plus en plus importants par rapport à l'oxygène et à l'azote. Cependant, par suite de leur faible masse et des hautes températures de la thermopause, ils échappent à l'attraction terrestre. Dès lors, l'équation de la statique ne s'applique plus et il faut considérer des processus dynamiques dans l'examen du comportement de l'hydrogène et de l'hélium.

En d'autres termes, le passage des atomes d'oxygène de la région isothermique à l'exosphère, c'est-à-dire à la région où les collisions sont négligeables, ne modifie pas la distribution verticale que l'on déduit de l'équation de la statique dans une atmosphère isotherme. Mais, lorsqu'on considère le problème de libération des atomes légers, il faut introduire pour l'analyse de leur comportement un état dynamique tenant compte des sources et des pertes dans le milieu considéré. C'est pourquoi, il convient d'introduire des vocables comme <u>métasphère</u> afin de préciser que d'un point de vue global l'atmosphère est encore caractérisée par le plus grand nombre d'atomes neutres et <u>protosphère</u> pour signifier qu'il s'agit en réalité d'un milieu ionisé constitué surtout d'ions d'hydrogène.

En terminant cette brève description des régions de l'atmosphère terrestre, il convient de préciser que, par suite de l'effet du champ géomagnétique sur les particules chargées, les diverses zones sont définies par leurs latitudes géomagnétiques. Ainsi, les régions aurorales correspondent aux domaines de latitudes géomagnétiques supérieures à 60°. Les ceintures subaurorales caractérisent les domaines de latitudes géomagnétiques comprises entre 60° et 45° . Enfin, dans la zone de latitudes géomagnétiques inférieures à 45° , on doit reconnaître la ceinture équatoriale comprise entre les latitudes géomagnétiques de $\pm 20^{\circ}$. Les phénomènes aéronomiques où interviennent des particules chargées se présentent sous des aspects différents dans les diverses zones géomagnétiques.

II. LA COMPOSITION DE L'HOMOSPHERE

1. Introduction

En toute rigueur, on ne peut pas dire que la composition de l'homosphère ne change pas. Ainsi, les mesures absolues des concentrations des constituants principaux de l'air, c'est-à-dire l'oxygène et l'azote, ont été rarement effectuées. Mais, le problème essentiel de l'homosphère est de considérer que le mélange défini au voisinage du sol ne change pratiquement pas dans le cas des

constituants principaux, et dès lors, que la masse moléculaire dans l'homosphère est pratiquement constante.

Les éléments intervenant dans la détermination de la masse moléculaire de l'homosphère sont par ordre d'importance : l'azote moléculaire (78 °/_o par volume), l'oxygène moléculaire (21 °/_o) et l'argon (1 °/_o). Lorsque la précision requise est supérieure au pourcent, il faut encore introduire l'anhydride carbonique (0,03 °/_o). Ainsi, le gaz constitué par N₂, 0₂, A et CO₂ peut être considéré comme le gaz caractérisant l'homosphère.

2. Les constituants permanents principaux

Au tableau I, nous présentons les constituants permanents principaux en tenant compte de la constitution isotopique moyenne. Le nombre total de molécules à la pression de 760 mm Hg et à la température de 0°C est égal à $2,69 \times 10^{19}$ cm⁻³. Une telle valeur conduit pour une colonne verticale à 2,15 $\times 10^{25}$ molécules cm⁻² ou à 8 km d'épaisseur dans le cas d'une atmosphère homogène. Il convient de souligner que la masse moléculaire M = 29 nie diffère pas essentiellement de celle de l'azote moléculaire M = 28. Une différence de 3,5 °/. dans la masse moléculaire caractérise donc le comportement de l'azote moléculaire dans l'hétérosphère par rapport à l'homosphère. Ainsi, on peut donc dire à priori que la distribution verticale de l'azote moléculaire dans toute l'atmosphère terrestre dépend uniquement de la distribution verticale de la température. Quant à l'oxygène ou à l'argon, leur masse diffère suffisamment de la masse moléculaire moyenne de l'homosphère pour que leur comportement dans l'hétérosphère soit totalement différent.

3. Les gaz nobles

Le comportement des gaz nobles présente un intérêt certain dans les problèmes aéronomiques. N'étant pas soumis à des réactions chimiques, ces atomes sont en quelque sorte des traceurs dans l'homosphère comme dans l'hétérosphère. Le tableau II présente les données essentielles permettant de caractériser les propriétés de ces gaz. Tout d'abord, il apparaît que les abondances cosmiques

TABLEAU I.- Les constituants principaux de l'homosphère

Elément	M(1)	"(2)	°/。 ⁽³⁾	n _o (4)	h _o (5)	n H (6)
N2	28,022	46,507	78,084 <u>+</u> 0,004 ⁽⁷⁾	2,098x10 ¹⁹	6,244x10 ⁵	1,678x10 ²⁵
0 ₂	32,009	53,123	20,946 <u>+</u> 0,002	5,629x10 ¹⁸	1,675x10 ⁵	4,501x10 ²⁴
A	39 ,9 60	66,333	0,934 <u>+</u> 0,001	2,510x10 ¹⁷	7,469x10 ³	2,007×10 ²³
co ₂	44,024	73,063	0,030 <u>+</u> 0,003	8,87 x10 ¹⁵	2,64: x10 ²	7,09 ×10 ²¹
Air	28,973	48,084	100,00	2,687x10 ¹⁹	7,997x10 ⁵	2,149x10 ²⁵

(1) M = masse physique où
$$M(0^{16}) = 16,000$$

- (2) $m = masse \times 10^{24} gm$
- (3) °/. par volume
- (4) n_o = molécules cm⁻³ à pression et température standard : 760 mm Hg et 273,16°K
 (5) h_o exprimé en cm (atmo-cm) en considérant que 2,687 x 10¹⁹ molécules correspondent à 1 cm

(6)
$$n_{OO}^{H} = nombre de molécules par cm2 de colonne verticale lorsque
 $H_{O} = kT/mg$ où k = 1,38x10⁻¹⁶ erg deg⁻¹, T = 273,16°K,
m = 48,08 x 10⁻²⁴ gm et g = 980,665 cm sec⁻²$$

(7) E. Glueckauf, Compendium of Meteorology, p.3, Edit. T.F. Malone, Amer. Meteorological Soc., Boston Mass, 1951.

11.-

Rapport ⁽²⁾	n _o (3)	n _{oHo} (4)	h _o (5)
$(5,24 \pm 0,004) \times 10^{-6}$	$1,408 \times 10^{14}$	$1,13 \times 10^{20}$	4,19
(1,818 <u>+</u> 0,004)x.10 ⁻⁵	4,886 x 10 ¹⁴	$3,89 \times 10^{20}$	14,56
$(9,34 \pm 0,01) \times 10^{-3}$	$2,510 \times 10^{17}$	$2,01 \times 10^{23}$	7,47×10 ³
(1,14 <u>+</u> 0,01)x 10 ⁻⁶	$3,063 \times 10^{13}$	2,45 x 10^{19}	0,91
$(8,7 \pm 0,1) \times 10^{-8}$	2,338 x 10^{12}	$1,87 \times 10^{18}$	0,07
	Rapport ⁽²⁾ (5,24 ± 0,004)x 10 ⁻⁶ (1,818± 0,004)x 10 ⁻⁵ (9,34 ± 0,01)x 10 ⁻³ (1,14 ± 0,01)x 10 ⁻⁶ (8,7 ± 0,1)x 10 ⁻⁸	$Rapport^{(2)} n_0^{(3)}$ $(5,24 \pm 0,004) \times 10^{-6} 1,408 \times 10^{14}$ $(1,818\pm 0,004) \times 10^{-5} 4,886 \times 10^{14}$ $(9,34 \pm 0,01) \times 10^{-3} 2,510 \times 10^{17}$ $(1,14 \pm 0,01) \times 10^{-6} 3,063 \times 10^{13}$ $(8,7 \pm 0,1) \times 10^{-8} 2,338 \times 10^{12}$	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$

- (1) Pour tous les isotopes
- (2) Rapport par volume dans l'air
- (3) $n_0 = atomes cm^{-3}$ à pression et température standard
- (4) n_{00}^{H} = nombre total d'atomes cm⁻² à pression et temps standard
- (5) $h_0 = atmo-cm$.

(8) E. Glueckauf and F.A. Paneth, Proc. Roy. Soc., A 185, 69, 1946

(9) Suess and Urey, <u>Rev. of Mod. Phys.</u>, <u>28</u>, 53, 1956

décroissant de l'hélium à l'argon sont loin d'être respectées. Ainsi, l'argon est l'élément terrestre le plus abondant; mais, sa masse M = 40 ne correspondant pas à la valeur normale M = 36 du tableau périodique est le résultat d'une production radioactive. Le néon est plus abondant que l'hélium alors que ce dernier est produit continuellement par des sources radioactives. Ces anomalies doivent provenir d'un effet atmosphérique.

L'hélium est produit dans la croûte et le manteau de la Terre par désintégration de l'uranium et du thorium. On peut montrer ⁽¹⁾ que la génération d'atomes d'hélium est de l'ordre de 1,75 x 10⁶ par seconde par cm² de surface terrestre. En admettant même qu'une fraction importante de cette génération ne puisse être libérée dans l'atmosphère, on n'est pas loin de la réalité en affirmant qu'une production atmosphérique de 10⁶ atomes d'hélium par sec et par cm² de surface terrestre est un ordre de grandeur correct. Dès lors, la quantité totale (voir tableau II) d'hélium atmosphérique requiert pour sa génération une période de temps t (He⁴)

$$t(He^4) = \frac{1.13 \times 10^{20}}{3.15 \times 10^{13}} = 3.5 \text{ millions d'années.}$$

c'est-à-dire une période telle que l'hélium a dû être renouvelé quelque 1000 fois depuis la formation de la Terre. Il en résulte donc que l'hélium doit être libéré de l'atmosphère terrestre suivant un processus assez rapide. Le processus de libération le plus adéquat est celui résultant des hautes températures de la thermopause grâce auxquelles la vitesse cinétique de l'hélium devient supérieure à la vitesse de libération de la Terre.

Cette génération radioactive n'existe pas pour le néon et d'autre part on ne voit pas comment la Terre aurait conservé le néon initial précédant sa formation. En attribuant son origine terrestre à l'arrivée continuelle de néon cosmique, il suffit de 3500 atomes cm⁻² sec⁻¹ pendant 3 milliards d'années pour constituer tout le néon terrestre. En admettant le rapport des abondances cosmiques du néon et de l'hydrogène (0,0215), on voit que le flux correspondant d'atomes d'hydrogène ne serait pas inférieur à 10⁷ atomes cm⁻²sec⁻¹. Ainsi, il apparaît que cette valeur de 10⁷ atomes d'hydrogène peut être considérée comme le

(1) M. Nicolet, <u>Ann. Géophys.</u>, <u>13</u>, 1, 1957

12 -

minimum à envisager pour l'arrivée d'atomes au sommet de l'atmosphère. Il faut toutefois souligner ici que des valeurs nettement supérieures ont été envisagées par certains auteurs pour expliquer certains phénomènes aéronomiques.

L'argon terrestre⁽¹⁾ est le produit du potassium radioactif K⁴⁰ à la suite de la capture d'un électron. Le calcul montre que la quantité totale d'argon atmosphérique peut avoir été produite en environ 200 millions d'années il y a 4,5 milliards d'années. Néanmoins, si on néglige la production dans le manteau et si on ne considère que la production dans la croûte terrestre, la quantité totale d'argon atmosphérique représente environ les 2/3 de la production au cours des deux premiers milliards d'années après la formation de la Terre. Par conséquent, quelle que soit la quantité d'argon-40 existant à l'origine, l'argon atmosphérique doit résulter de la génération radioactive par K⁴⁰. Mais, comme le processus de transport à partir de la croûte ou du manteau n'est pas exactement défini, il n'est pas possible de déterminer les parts réelles du manteau et de la croûte. Néanmoins, la présence de l'argon atmosphérique de masse M = 40 indique que l'atmosphère terrestre n'est plus l'atmosphère originelle.

Comme les abondances des gaz nobles sont remarquablement constantes dans l'homosphère, on doit considérer que le mélange dans l'atmosphère est suffisamment rapide. Si des rapports tels que He/N_2 , Ne/N_2 et A/N_2 peuvent être déterminés au-delà de 100 km avec une précision suffisante, on pourra obtenir grâce à ces traceurs une vue assez claire du problème de diffusion (Ne,A) et également de l'effet résultant d'une source de production (He). Il faudrait ajouter que les études isotopiques de He^4/He^3 , $Ne^{20}:Ne^{21}:Ne^{22}$, $A^{36}:A^{38}:A^{40}$ et des divers isotopes du krypton et du xénon devraient être effectuées afin de rechercher sous quelle forme ils sont apparus et peuvent être produits. On sait que l'argon, le néon, le krypton et le xénon apparaissent à peu près dans les mêmes rapports dans l'atmosphère, les gaz naturels et les rocs alors que les rapports de leurs isotopes sont différents.

(1) voir K. Rankama, Isotope Geology, Pergamon Press, London, 1954

4. La composition moléculaire

Aux constituants principaux que sont l'oxygène et l'azote moléculaire on a déjà ajouté (Par. 2) l'anhydride carbonique dont le rapport en volume d'air est 3×10^{-4} . Les autres molécules sont nettement des constituants secondaires bien que la vapeur d'eau joue un rôle important dans la troposphère. Il est souvent difficile de préciser les concentrations de ces molécules car la plupart d'entre elles sont observées par méthode spectrographique et les études systématiques sont loin d'être suffisantes. Les molécules principales avec leur concentration relative sont présentées au Tableau III.

Bien que la production industrielle de CO_2 soit un fait certain, sa distribution apparaît suffisamment uniforme⁽¹⁾. Ceci confirme qu'au cours de la période de passage de l'atmosphère jusqu'à son transfert dans l'océan, le mélange du CO_2 peut être réalisé. Le spectre infrarouge terrestre⁽²⁾ permet de détecter la bande de $C^{13}O_2$ à 2µ correspondant à un rapport C^{12}/C^{13} de l'ordre de 89. Mais, comme ce rapport varie suivant des facteurs de discrimination dus à des phénomènes biologiques, il conviendrait de déterminer quelles sont les variations à haute altitude, avant que les réactions chimiques n'aient produit leurs actions.

Le méthane atmosphérique semble être uniformément distribué⁽³⁾ bien que sa production soit due à des processus biologiques. Il est donc introduit dans l'atmosphère au niveau du sol et son cycle d'existence est inférieur à 100 ans⁽⁴⁾. De plus, l'oxydation du méthane doit être rapide à la stratopause. En considérant un coefficient d'oxydation⁽⁵⁾ à 50 km de l'ordre de 10⁻⁶ sec⁻¹ correspondant à une colonne verticale de 3 x 10¹⁶ molécules CH_4 par cm², on voit que la durée de vie du méthane serait de l'ordre de 40 ans. Ainsi, il y aurait lieu de tenir compte de l'introduction de quelque 10¹¹ atomes d'hydrogène par cm²et par seconde dans la mésosphère. Il y aura donc lieu de se préoccuper de

- (1) C.D. Keeling, <u>Tellus</u>, <u>12</u>, 200, 1960
- (2) L. Goldberg, Chapter 9 in The Earth's as a Planet, Ed. G. Kuiper, University of Chicago Press, 1954
- (3) L. Goldberg, <u>Astrophys. J.</u>, <u>113</u>, 567,1951; Nielsen et Migeotte, <u>Ann.Astrophys.</u>, <u>15</u>, 134, 1952
- (4) G.E.Hutchinson, Chapter 8 in The Earth's as a Planet, Ed.G.Kuiper, University of Chicago Press, 1954
- (5) Bates and Witherspoon, Monthly Notices, 112,101, 1952

	_	
Molécule	Rapport par volume	Remarques
co ₂	3×10^{-4}	variable à longue échéance
н ₂ 0	$10^{-2} - 10^{-5}$	très variable dans la troposphère
сн ₄	$1,5 \times 10^{-6}$	distribution normale à faible
		altitude
N ₂ O	5×10^{-7}	distribution normale à faible
		altitude
H ₂	5×10^{-7}	distribution probablement normale
0' ₃	$10^{-8} \ge 10^{-7}$	maximum dans la stratosphère
ĊO	$5 \times 10^{-8} - 2 \times 10^{-7}$	variable
NO2	$5 \times 10^{-10} - 2 \times 10^{-8}$	variable, effet de NO
	·	·

- -

TABLEAU III. - Les constituants moléculaires

de l'association des atomes d'hydrogène sous forme de OH, H₂, H₂O, etc dans la mésosphère et de leur transport vers la stratosphère ou vers la thermosphère.

 N_2^{0} semble également résulter d'une production au niveau du sol. Cependant, cette molécule est continuellement soumise à la photodissociation du rayonnement solaire. Ainsi, le rayonnement ultraviolet solaire pénétrant dans la stratosphère peut dissocier environ 3 x 10¹⁰ molécules par cm² et par seconde. Ainsi, la totalité de N₂O devrait être renouvelée en moyenne tous les 20 ans. Comme dans le cas de CH₄, il va donc y avoir un transport vertical de la troposphère vers la stratosphère afin de remplacer les molécules continuellement photodissociées.

Les variations de NO_2 sont certainement associées aux variations d'une production industrielle. Néanmoins, NO_2 peut être produit par les éclairs dissociant N_2 et O_2 et ses variations peuvent être dues en grande partie à la présence ou à l'absence de la radiation solaire car l'action photochimique de l'ultraviolet solaire sur NO_2 se présente jusqu'au niveau du sol.

Il apparaît donc que les molécules CO_2 , CH_4 , N_2O et NO_2 en même temps que les molécules diatomiques résultant de leur dissociation jouent un rôle important dès que l'on pénètre dans la mésosphère. On sait combien l'ozone a déjà été l'occasion d'études développées, en particulier dans l'atmosphère inférieure. Il conviendrait que des études très approfondies sur le comportement de ces molécules dans la mésosphère et la stratosphère soient entreprises afin de déterminer les conséquences qui en résulteront pour les problèmes thermosphériques ou ionosphériques.

5. La composition isotopique (1)

Les isotopes de l'hydrogène atmosphérique apparaissent dans la vapeur d'eau et dans les autres molécules constituées par des atomes d'hydrogène. L'analyse du spectre solaire a révélé la présence de la bande fondamentale v_2 à 3,67 μ de HDO. Le rapport H/D indiqué au tableau IV est conventionnel, car les processus de condensation et d'évaporation de la vapeur d'eau provoquent une séparation isotopique dépendant de la différence des pressions de vapeur de H₂O et HDO.

(1) A.O.Nier, <u>Science</u>, <u>121</u>, 737, 1955

						
Elément	Symbole	Masse	Pourcentage	Abondance(cm ²)		
Hydrogène	H ¹	1,008	99,985	variable H ₂ 0,CH ₄ ,H ₂		
	H ²	2,015	0,015			
	H ³	3,017	5×10^{-8}			
Hélium	He ³	3,017	$1,25 \times 10^{-4}$	$1,41 \times 10^{14}$		
	He ⁴	4,004	100	$1,13 \times 10^{20}$		
Carbone	c ¹²	12,004	98,9	7,00 x 10 ²¹		
	c ¹³	13,0075	1,1	$7,80 \times 10^{19}$		
	c^{14}	14,008	$1,2 \times 10^{-10}$	$8,5 \times 10^9$		
Azote	N ¹⁴	14,0075	99,635	$1,67 \times 10^{25}$		
	N ¹⁵	15,005	0,365	$6,12 \times 10^{22}$		
Oxygène	0 ¹⁶	000, 16	99,759	$4,49 \times 10^{24}$		
	0 ¹⁷	17,0045	0,0374	$1,68 \times 10^{21}$		
	0 ¹⁸	18,00	0,2039	9,18 x 10^{21}		
Néon	Ne ²⁰	19,999	90,92	$3,54 \times 10^{20}$		
	Ne ²¹	20,999	0,257	$1,00 \times 10^{18}$		
	Ne ²²	21,999	8,82	$3,43 \times 10^{19}$		
Argon	A ³⁶	35,975	0,337	$6,76 \times 10^{21}$		
	A ³⁸	37,975	0,063	$1,26 \times 10^{20}$		
•	а ⁴⁰	39,975	99,600	$2,00 \times 10^{23}$		

TABLEAU IV. - Composition isotopique conventionnelle

En fait, la vapeur d'eau au-dessus des océans doit contenir moins de deutérium que l'eau de surface car H_2^1 0 doit évaporer plus rapidement que H^1H^2O . De même, la vapeur d'eau continentale doit être plus légère que la vapeur d'eau océanique par suite del'effet des précipitations. Enfin, la glace doit présenter un rapport H^2/H^1 supérieur à celui de l'eau par suite de la séparațion isotopique.

Il faut noter que le problème isotopique doit être différent pour la molécule d'hydrogène $(H^{1}H^{2}/H_{2}^{1})$ et il serait très utile de revoir la question afin de déterminer l'origine de l'hydrogène moléculaire.

Le problème du tritium (H^3) se présente actuellement sous une forme toute différente de celle que l'on pouvait considérer il y a quelques années ⁽¹⁾. En effet, la durée de vie moyenne du tritium est de quelque l8 ans et sa production naturelle a été dépassée par la production artificielle. Ainsi les rapports H^1H^3O/H_2^0 et H^1H^3/H_2 sont liés à la rapidité des séparations isotopiques et les variations de la production artificielle.

La présence de He³ pose un problème intéressant car il est un isotope stable résultant de la désintégration du tritium. Il conviendrait d'étudier avec une très grande précision le comportement de He³, car comme He⁴ est renouvelé constamment dans l'atmosphère, He³ doit s'échapper de la thermosphère.

Les isotopes du carbone présentent également un problème intéressant. Tout d'abord C¹³ est suffisamment abondant que pour avoir été détecté dans l'analyse du spectre solaire par une bande de $C^{13}O_2 \ge 2 \mu$. Le rapport C^{12}/C^{13} dans l'air est différent⁽²⁾ de celui que l'on trouve dans les diverses biosphères et dans les produits tels que le charbon et le calcaire. On peut donc attribuer ces variations aux diverses discriminations isotopiques apparaissant entre la lithosphère, l'atmosphère inférieure et la biosphère.

Le carbone radioactif C^{14} produit par la radiation cosmique est également un produit important des explosions thermonucléaires. Comme sa demi-durée de vie est de quelque 5570 ans, il a pu être utilisé pour la détermination des produits de la vie organique en comparant le rapport C^{14}/C^{12} . La forte proportion de $C^{14}(95 °/_{\circ})$ dans les océans indique le passage continuel de CO₂ de (1) Par exemple, W.F. Libby, <u>Proc. Nat. Acad. Sc.</u>, <u>42</u>, 365, 1956 (2) H. Craig, <u>J. Geof.</u>, <u>62</u>, 115, 1954

l'atmosphère à l'océan. Le carbone-14 est un traceur important; en particulier, il a permis de montrer que CH_4 a une origine biologique car le rapport C^{14}/C^{12} correspond à celui de la matière vivante.

Les isotopes de l'oxygène sont connus depuis plus de 25 ans grâce aux spectres telluriques montrant les bandes de $0^{16}0^{17}$ et $0^{16}0^{18}$. D'ailleurs, l'isotope 0^{18} a été également observé dans la bande CO₂ à 2µ.

Les concentrations relatives de 0^{18} sont soumises à des variations remarquables. L'oxygène atmosphérique présente une composition isotopique liée aux cycles de la biosphère où la photosynthèse et la respiration entrent en compétition. Pour cette raison la distribution de 0^{18} doit être analysée dans l'hydrosphère (H₂ 0^{16} /H₂ 0^{18}), dans l'air ($0^{16}0^{16}/0^{16}0^{18}$ et c $0^{16}0^{16}/0^{16}0^{18}$) et dans la lithosphère. La concentration relative 0^{18} est maximum dans l'air (0,2039 °/_o). En prenant ce pourcentage comme unité on obtient⁽¹⁾:

Air	1,000	Oxygène de p	hotosynthèse	
Eau fraîche	0,972	15 °/.	0,976	
Eau de mer	0,978	85 °/。	0,983	
			0	

Ces valeurs ne sont que des valeurs moyennes, car O¹⁸ varie de quelque 4 °/_o dans l'eau fraiche suivant la température et l'origine de la vapeur d'eau.

L'origine de l'oxygène dans l'atmosphère est certainement due à la photodissociation de la vapeur d'eau par la radiation ultraviolette. En effet, il suffit de la dissociation de 10^{13} molécules H₂O par cm² et par seconde pendant trois milliards d'années pour avoir produit tout l'oxygène atmosphérique. Or, on sait que le spectre ultraviolet solaire émet dans la région spectrale susceptible de dissocier la vapeur d'eau ($\lambda \leq 2400$ A) un nombre suffisant de photons (~ 10^{13} photons cm⁻² sec⁻¹). On verra plus loin que la formation de l'oxygène et de l'ozone ont ensuite limité la photodissociation de la vapeur d'eau, réduisant la production d'oxygène à moins de 10 °/. de la production originelle. Cependant, ila photosynthèse et la respiration constituent aujourd'hui des processus importants permettant de déduire l'existence d'un cycle rapide de réactions décelées par les

(1) Lane and Dole, <u>Science</u>, <u>123</u>, 574, 1956

relations entre les isotopes de l'oxygène. Le cycle isotopique se manifeste actuellement par un certain état d'équilibre entre la biosphère et l'hydrosphère et l'action de la biosphère doit servir d'intermédiaire entre l'atmosphère et l'hydrosphère.

Quant aux divers isotopes du néon et de l'argon, quelques considérations ont déjà été émises plus haut sur l'origine des principaux isotopes Ne²⁰ et A⁴⁰. Quant aux isotopes secondaires, on peut penser que, dans certains,cas, ils peuvent résulter d'une génération radioactive dans des minerais où ils apparaissent relativement abondants. Mais, comme il est difficile de se faire une idée des réactions au début de la formation de la Terre, il n'est pas possible d'arriver à des résultats quantitatifs suffisamment précis. Il serait donc très utile de continuer les recherches sur les constitutions isotopiques dans le cadre des abondances cosmiques et terrestres.

III. LES CONDITIONS PHYSIQUES NORMALES DE L'HOMOSPHERE

1. Introduction

Aujourd'hui, il ne peut plus être question de séparation par diffusion des constituants atmosphériques dans la stratosphère, la mésosphère et même la thermosphère inférieure. Les diverses observations sur lesquelles certains auteurs se sont basés pour introduire l'effet de diffusion au-dessous de 100 km doivent être expliquées par des conditions techniques spéciales. Sauf l'effet de dissociation de l'oxygène à partir de la mésopause, on peut être assuré que la masse moléculaire ne varie pas jusqu'au début de la thermosphère. En tenant compte de la description de l'atmosphère présentée au paragraphe I.6 et de la composition atmosphérique des constituants principaux donnée au Tableau I, il est possible en utilisant les formules (1.3) à (1.7) de déterminer les conditions physiques moyennes de l'homosphère en vue de fixer des ordres de grandeur pour les différents paramètres.

En considérant le gradient de la hauteur d'échelle $\beta \equiv dH/dz$ on écrit, au lieu de (1.3), les équations suivantes:

$$\frac{dp}{p} = \frac{1}{\beta} \frac{dH}{H}$$
(3.1)

$$\frac{d\rho g}{\rho g} = -\frac{1+\beta}{\beta} \frac{dH}{H}$$
(3.2)

Ces équations peuvent être intégrées immédiatement si on choisit un gradient β constant. Un tel choix est admissible si la couche considérée n'est pas trop étendue. Dès lors, on écrit

$$\frac{P}{P_{o}} = \left(\frac{H}{H_{o}}\right)^{-\frac{1}{\beta}}$$
(3.3a)
1 + β

et

$$\frac{\rho g}{\rho_o g_o} = \left(\frac{H}{H_o}\right)$$
(3.3b)

si p_0 , ρ_0 , g_0 et H_0 sont les valeurs respectives de p, ρ , g et H à une hauteur z = 0.

Le développement en série de (3.2) et (3.3) indique quelles sont les différences par rapport à une atmosphère isotherme. Ainsi, on peut écrire

$$-\frac{z}{\frac{1}{2}(H + H_{o})} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{H - H_{o}}{H + H_{o}}\right)^{2} + \dots\right]$$

$$\frac{P}{P_{o}} = e$$
(3.4)

et

$$-\frac{(1+\beta)z}{\frac{1}{2}(H+H_{o})} \begin{bmatrix} 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{H - H_{o}}{H + H_{o}} \right)^{2} + \dots \end{bmatrix}$$

$$\frac{\rho_{B}}{\rho_{o}g_{o}} = e \qquad (3.5)$$

Enfin, l'intégration de l'équation de la statique (1.1) permet d'écrire l'expression du nombre total de molécules d'une colonne verticale sous la forme suivante :

$$\int_{z}^{\sigma} ndz = (g/g) nH \simeq nH \qquad (3.6)$$

2. Valeurs numériques entre 30 km et 100 km

Le calcul de la pression p, de la densité ρ et de la concentration totale n(M) a été effectué en utilisant des gradients constants de la hauteur d'échelle, positifs de 30 à 40 km, de 40 à 45 km, nuls de 45 à 55 km, négatifs de 55 à 70 km et de 70 à 85 km et enfin positifs de 85 à 100 km. Les hauteurs d'échelles correspondantes sont données dans la seconde colonne du Tableau V indiquant successivement pour des altitudes variant de 2,5 km, la pression, la densité et la concentration totale.

On peut noter que la densité à 70 km est de l'ordre de 10⁻⁷ gm cm⁻³; mais, il faut considérer que des valeurs de $(7.5 \pm 2.5) \times 10^{-8}$ gm cm⁻³ apparaissent suivant les diverses conditions mésosphériques ⁽¹⁾. C'est pourquoi la pression de 3 x 10^{-4} mm Hg n'est qu'une indication de l'ordre de grandeur. En effet, la pression à 100 km dépend des conditions existant dans la mésosphère et surtout du minimum de température au niveau de la mésopause. Si, par exemple, une variation de 60°K apparaît au voisinage de la mésopause tout en conservant les mêmes conditions à 70 km, le calcul montre que la pression à 100 km peut varier dans le rapport de 1 à 3. Les deservations effectuées à l'aide de fusées ne permettent pas encore de préciser quels sont les caractères essentiels de la distribution bien qu'il semble y avoir un effet de latitude associé à une variation saisonnière. On peut voir aisément, à partir des données du tableau V, que si la pression à 100 km n'est que 10⁴ mm Hg et si la densité à 70 km varie entre 5 x 10⁻⁸ gm cm⁻³ et 10⁻⁷ gm cm⁻³, la température de la mésopause devrait atteindre un minimum compris entre 130°K et 160°K. Par conséquent, la possibilité existe d'une variation importante de la densité et de la pression à 100 km et en indiquant que

 $p = (2.5 \pm 1.5) \times 10^{-4} mm Hg à 100 km$

(1) L.M. Jones, J.W. Peterson, E.J. Schaefer and H.F. Schulte, <u>J. Geophys. Res.</u>,
<u>64</u>, 2331, 1959; W.G. Stroud, W. Nordberg, W.R. Bandeen, F.L. Bateman, and
P. Titus, <u>J. Geophys. Res.</u>, <u>64</u>, 1342, 1959; W.W. Kellogg, <u>J. Meteo.</u>, ..., 1960.

TABLEAU V.- Relations de la pression, la densité et la concentration avec

an an an

la température entre 30 et 100 km.

Altitude	Hauteur d'échelle	Température	Pression	Densité	Concentration
(km)	(km)	(°K)	(mm Hg)	(gm cm ⁻³)	(cm ⁻³)
30	95, 6	235,3	9,06	1,79 x 10 ⁻⁵	$3,72 \times 10^{17}$
32,5	7,20	243,5	6 ,3 6	$1,21 \times 10^{-5}$	$2,52 \times 10^{17}$
35	7,45	251,7	4,52	$8,34 \times 10^{-6}$	$1,73 \times 10^{17}$
37,5	7,70	260,0	3,25	5,80 x 10^{-6}	$1,21 \times 10^{17}$
40	7,95	268,2	2,36	4,08 x 10 ⁻⁶	$8,50 \times 10^{16}$
42.5	8,05	271,4	1,73	$2,95 \times 10^{-6}$	6,14 x 10 ¹⁶
45	8,15	274,5	1,25	2,09 x 10 ⁻⁶	4,35 x 10 ¹⁶
47.5	8,15	274,3	0,91	1.54×10^{-6}	3,20 x 10 ¹⁶
50	8,15	274,2	0,67	1,13 x 10 ⁻⁶	$2,36 \times 10^{16}$
52,5	8,15	9, 273	0,49	$8,36 \times 10^{-7}$	1,74 x 10 ¹⁶
55	8,15	7 ز 273	0,36	$6,15 \times 10^{-7}$	1,28 x 10 ¹⁶
57.5	7,84	3 ,263	0,26	$4,67 \times 10^{-7}$	9,72 x 10^{15}
60	7,54	252,8	0,19	$3,52 \times 10^{-7}$	$7,31 \times 10^{15}$
62,5	7,23	242,3	0,14	$2,61 \times 10^{-7}$	5,44 x 10 ¹⁵
65	6,93	232,0	9,58 x 10 ⁻²	$1,92 \times 10^{-7}$	$3,99 \times 10^{15}$
67.5	62,62	221,5	6,62 x 10 ^{~2}	$1,39 \times 10^{-7}$	$2,89 \times 10^{15}$
70	6,32	211,2	$4,50 \times 10^{-2}$	9,90 x 10 ⁻⁸	$2,06 \times 10^{15}$
72.5	6,22	207,7	$3,02 \times 10^{-2}$	6,74 x 10 ⁻⁸	$1,40 \times 10^{15}$
75	6,12	204,1	2,00 x 10^{-2}	4,57 x 10 ⁻⁸	$9,51 \times 10^{1/1}$

.

24.-

TABLEAU V.- (suite) Relations de la pression, la densité et la concentration

Altitude`	Hauteur	Température	Pression	Densité	Concentration
(km)	(km)	(°K)	(mm Hg)	(gm cm ^{~3})	(cm ⁻³)
77.5	6,02	200,7	$1,33 \times 10^{-2}$	3,08 x 10 ⁻⁸	6,40 x 10 ¹⁴
80	5,92	197,2	$8,73 \times 10^{-3}$	2,06 x 10 ^{~8}	4,28 x 10^{14}
82.5	5,82	193,7	5,70 x 10 ⁻³	$1,37 \times 10^{-8}$	2,84 x 10^{14}
85	5,72	190,2	3,69 x 10 ⁻³	$9,00 \times 10^{-9}$	$1,87 \times 10^{14}$
87.5	5,82	193,4	$2,39 \times 10^{-3}$	$5,73 \times 10^{-9}$	1,19 x 10 ¹⁴
90	5,92	6, 196	$1,56 \times 10^{-3}$	$3,68 \times 10^{-9}$	$7,65 \times 10^{13}$
92.5	6,02	199,7	1.02×10^{-3}	$2,38 \times 10^{-9}$	$4,94 \times 10^{13}$
95	6,12	202 ,9	6,76 x 10 ⁻⁴	1,55 x 10 ⁻⁹	$3,22 \times 10^{13}$
97.5	6,22	0, 206	$4,50 \times 10^{-4}$	1,02 x 10 ⁻⁹	$2,11 \times 10^{13}$
100	6,32	209,2	$3,02 \times 10^{-4}$	6,70 x 10^{-10}	1,39 x 10 ¹³

avec la température entre 30 et 100 km.

on est certainement dans les limites permises par des variations réelles. De telles variations auront une répercussion sur toute la thermosphère, car elles représentent les variations des conditions aux limites applicables à l'atmosphère supérieure.

Les variations de température de la mésopause se répercutant dans la mésosphère et la thermosphère inférieure prendront une grande importance dans l'étude des réactions chimiques pour lesquelles l'énergie d'activation est le paramètre important.

Le tableau VI est destiné à fournir les données nécessaires pour le calcul des collisions et des absorptions de la radiation : ce sont les

TABLEAU VI. - Concentration et nombre total de molécules

Altitude (km)	n(N ₂) (cm ⁻³)	n(0 ₂) (cm ³)	n(M)H (cm ^{*2})	n(N ₂)H (cm ⁻²)	n(0 ₂)H (cm ⁻²)
30	2,90 x 10 ¹⁷	7,81 x 10 ¹⁶	2,58 x 10 ²³	$2,02 \times 10^{23}$	$5,42 \times 10^{22}$
32.5	$1,97 \times 10^{17}$	5,29 x 10 ¹⁶	$1,82 \times 10^{23}$	$1,42 \times 10^{23}$	$3,81 \times 10^{22}$
35	$1,35 \times 10^{17}$	3,64 x 10 ¹⁶	$1,29 \times 10^{23}$	1,01 x 10 ²³	2,71 x 10^{22}
37.5	9,42 x 10 ¹⁶	2,54 x 10^{16}	9,29 x 10 ²²	$7,25 \times 10^{22}$	1,95 x 10 ²²
40	6,53 x 10 ¹⁶	1,78 x 10 ¹⁶	$6,75 \times 10^{22}$	$5,27 \times 10^{22}$	$1,42 \times 10^{22}$
42 .5	4,79 x 10 ¹⁶	1,29 x 10 ¹⁶	4,95 x 10^{22}	$3,86 \times 10^{22}$	$1,04 \times 10^{22}$
45	$3,40 \times 10^{16}$	9,14 x 10 ¹⁵	$3,55 \times 10^{22}$	$2,77 \times 10^{22}$	$7,45 \times 10^{21}$
47 • 5 ·	2,50 x 10 ¹⁶	6,72 x 10 ¹⁵	$2,61 \times 10^{22}$	$2,03 \times 10^{22}$	5,48 x 10^{21}
50	1,84 x 10 ¹⁶	4,95 x 10 ¹⁵	$1,92 \times 10^{22}$	$1,50 \times 10^{22}$	4,04 x 10 ²¹
52 .5	1,36 x 10 ¹⁶	3,65 x 10 ¹⁵	1,42 x 10 ²²	$1,10 \times 10^{22}$	$2,97 \times 10^{21}$
55	9,98 x 10 ¹⁵	$2,69 \times 10^{15}$	1,04 x 10 ²²	$8,14 \times 10^{21}$	$2,19 \times 10^{21}$
57.5	7,58 x 10 ¹⁵	$2,04 \times 10^{15}$	7,62 x 10 ²¹	5,95 x 10^{21}	1,60 x 10 ²¹
60	5,70 x 10 ¹⁵	1,54 x 10 ¹⁵	$5,51 \times 10^{21}$	$4,30 \times 10^{21}$	1,16 x 10 ²¹
62.5	4,24 x 10^{15}	$1,14 \times 10^{15}$	$3,93 \times 10^{21}$	$3,07 \times 10^{21}$	8,26 x 10 ²⁰
65	$3,11 \times 10^{15}$	8,38 x 10 ¹⁴	$2,76 \times 10^{21}$	$2,16 \times 10^{21}$	5,80 x 10 ²⁰
67.5	$2,25 \times 10^{15}$	$6,06 \times 10^{14}$	1,91 x 10 ²¹	$1,49 \times 10^{21}$	4,02 x 10 ²⁰
70	$1,61 \times 10^{15}$	$4,32 \times 10^{14}$	$1,30 \times 10^{21}$	$1,02 \times 10^{21}$	2,73 x 10^{20}
72.5	$1,09 \times 10^{15}$	$2,95 \times 10^{14}$	$8,72 \times 10^{20}$	6,80:x 10 ²⁰	$1,83 \times 10^{20}$
75	7,42 x 10^{14}	$2,00 \times 10^{14}$	$5,82 \times 10^{20}$	$4,54 \times 10^{20}$	$1,22 \times 10^{20}$

	•				
Altitude	n(N ₂)	n(0 ₂)	n(M)H	n(N ₂)H	n(0 ₂)H
(km)	(cm ⁻³)	(cm ⁻³)	(cm ⁻²)	(cm ⁻²)	(cm ⁻²)
77,5	4,99 x 10 ¹⁴	$1,34 \times 10^{14}$	$3,85 \times 10^{20}$	$3,00 \times 10^{20}$	8,09 × 10 ¹⁹
80	$3,34 \times 10^{14}$	$8,98 \times 10^{13}$	$2,53 \times 10^{20}$	1,97 x 10 ²⁰	5,32 x 10 ¹⁹
82.5	2,21 x 10 ¹⁴	5,96 x 10^{13}	1,65 x 10 ²⁰	$1,29 \times 10^{20}$	3,47 x 10 ¹⁹
85	1,46 x 10 ¹⁴	$3,93 \times 10^{13}$	1,07 x 10 ²⁰	8,35 x 10 ¹⁹	2,25 x 10^{19}
87.5	9,29 x 10 ¹³	$2,50 \times 10^{13}$	6,39 x 10 ¹⁹	5,41 x 10^{19}	1,46 x 10 ¹⁹
9 0	5,96 x 10 ¹³	$1,61 \times 10^{13}$	$4,52 \times 10^{19}$	$3,53 \times 10^{19}$	9,50 x 10 ¹⁸
92.5	$3,86 \times 10^{13}$	$1,04 \times 10^{13}$	$2,97 \times 10^{19}$	$2,32 \times 10^{19}$	$6,25 \times 10^{18}$
9 5	$2,51 \times 10^{13}$	6,76 x 10 ¹²	1,97 x 10 ¹⁹	$1,54 \times 10^{19}$	4,14 x 10^{18}
97.5	$1,65 \times 10^{13}$	$4,43 \times 10^{12}$	1,31 x 10 ¹⁹	$1,02 \times 10^{19}$	2,76 x 10^{18}
100	$1,09 \times 10^{13}$	$2,93 \times 10^{12}$	$8,80 \times 10^{18}$	$6,87 \times 10^{187}$	1,85 x 10 ¹⁸

TABLEAU VI.- (suite) Concentration et nombre total de molécules

concentrations de l'azote et de l'oxygène moléculaire et le nombre de molécules par colonne verticale. Ces valeurs seront utilisées plus loin pour la discussion de divers problèmes aéronomiques.

3. La thermosphère inférieure

Lorsque le nombre d'atomes d'oxygène devient suffisamment important par rapport au nombre de molécules d'oxygène, les considérations s'appliquant à l'homosphère ne sont plus valides. Des considérations théoriques (voir par. IV.2) montrent que de 85 à 100 km la durée de vie ou le temps de recombinaison de l'atome d'oxygène augmente rapidement. Ainsi, vers 95 km, 10¹³ atomes d'oxygène en représentant en quelque sorte à peu près la totalité des molécules d'oxygène dissociées par seconde, auraient une durée moyenne de vie de 10 jours. Mais, comme

la répartition verticale ne serait pas hydrostatique, il y a lieu de tenir compte d'un transport continuel vers le bas. Au niveau de la mésopœuse, la durée de vie de l'atome d'oxygène ne serait plus que de l'ordre du jour. Dans ces conditions, il faut s'attendre à un maximum de concentration des atomes d'oxygène entre 85 et 100 km et la position de même que l'importance du maximum dépendra des conditions de transport vertical des atomes dans la thermosphère inférieure. Néanmoins, comme la concentration d'oxygène moléculaire vers 100 km (voir Tableau VI) est de l'ordre de 3 x 10¹² cm⁻³ et que la concentration totale est de l'ordre de 10^{13} cm⁻³, il est clair que si la concentration des atomes d'oxygène est de l'ordre de 10^{12} cm⁻³ l'hétérosphère apparaît au-dessus de la mésopœuse et caractérise le début de la thermosphère.

En conséquence, il faut retenir que les données des tableaux V et VI doivent subir une transformation progressive au fur et à mesure que l'on s'élève du niveau de la mésopause à l'altitude de 100 km afin d'y introduire l'effet de l'accroissement de la concentration de l'atome d'oxygène par rapport aux autres constituants.

IV. LA DISSOCIATION DE L'OXYGENE

1. Introduction

940 940 max een maa een mar bec ter een om om om om gab gab gab geb

Le problème de la dissociation de l'oxygène est très compliqué car il ne peut être analysé par un équilibre photochimique où la photodissociation de la molécule d'oxygène est compensée automatiquement par la recombinaison des atomes d'oxygène. Des considérations théoriques montrent qu'à une certaine altitude, le temps de dissociation d'une molécule d'oxygène est suffisamment long comparé au temps de diffusion de cette molécule vers le haut et ainsi qu'un équilibre de photodissociation arbitrairement établi ne peut être maintenu. Dès lors, il est nécessaire de diviser a priori le problème de la dissociation de l'oxygène moléculaire en deux groupes suivant que le nombre de molécules est supérieur ou inférieur au nombre d'atomes. Dans le premier cas, il suffira de considérer le comportement des atomes résultant de la dissociation. Dans le second cas, il faudra tenir compte des conditions conduisant à la rupture de l'équilibre photochimique.

2. Le problème théorique

La dissociation de l'oxygène s'effectue sous l'influence de la radiation solaire photodissociant la molécule pour des longueurs d'onde inférieures à certaines limites suivant le processus

$$0_{2} + h\nu \ (\lambda \leq \lambda_{1}) \rightarrow 0 + 0; \ (\text{coefficient } J_{2}) \tag{4.1}$$

et la disparition des atomes s'effectue soit par association, par collusion triple

$$0 + 0 + M \rightarrow 0_2 + M$$
; (coefficient k_1) (4.2)

ou par association radiative.

$$0 + 0 \rightarrow 0_2 + hv;$$
 (coefficient k_4) (4.3)

Cette dernière réaction (4.3) sera négligée car elle n'est pas très importante par rapport à (4.2) dans la thermosphère inférieure.

Cependant, la réaction suivante

$$0_2 + 0 + M \rightarrow 0_3 + M;$$
 (coefficient k_2) (4.4)

est importante en particulier dans la stratosphère et la mésosphère par suite de la concentration élevée d'oxygène moléculaire.

La formation d'ozone conduit naturellement à considérer la photolyse de l'ozone suivant le processus

$$0_3 + h\nu \rightarrow 0_2 + 0;$$
 (coefficient J_3) (4.5)

et également la réaction chimique

$$0_3 + 0 \rightarrow 0_2 + 0_2;$$
 (coefficient k_3) (4.6)

L'ensemble des réactions (4,1) à (4,6) permet d'écrire

$$\frac{dn(0_2)}{dt} + n(0_2) J_2 + k_2 n(M)n(0)n(0_2) = k_1 n(M)n^2(0) + 2k_3 n(0)n(0_3) + n(0_3)J_3 \quad (4.7)$$

$$\frac{dn(0)}{dt} + 2k_1 n(M) n^2(0) + k_2 n(M) n(0_2) n(0) + k_3 n(0_3) n(0) = 2 n(0_2) J_2 + n(0_3) J_3 (4.8)$$

29.-

$$\frac{dn(0_3)}{dt} + n(0_3) J_3 + k_3 n(0)n(0_3) = k_2 n(M) n(0_2) n(0)$$
(4.9)

Ces 3 équations ne sont pas indépendantes lorsqu'on considère que le nombre total des atomes d'oxygène libres ou faisant partie de moléculesreste constant.

Dans le cas d'un équilibre photochimique ⁽¹⁾, les équations (4.7), (4.8) et (4.9) permettent d'écrire

$$\frac{n(0_3)}{n(0)} = \frac{k_2 n(0_2) n(M)}{J_3 + k_3 n(0)}$$
(4.10)

et

$$n^{2}(0) = \frac{n(0_{2}) J_{2}}{k_{1}n(M) \left[1 + \frac{k_{2}k_{3} n(0_{2})}{k_{1}^{*}(J_{3} + k_{3} n(0))}\right]}$$
(4.11)

3. La formation de l'ozone

Il est évident que, dans les applications, les équations (4.7) à (4.11) peuvent être simplifiées. Ainsi, dans la stratosphère, on peut considérer que $dn(0_2)/dt = 0$ et que le processus (4.6) est négligeable vis-à-vis de (4.4) dans l'équation (4.8). Ainsi, on obtient

$$\frac{dn(0_3)}{dt} = 2 n(0_2) J_2$$
(4.12)

qui permet de déterminer sur quelles conditions l'ozone peut varier dans la stratosphère. En introduisant le temps, $\tau(0_3)$, nécessaire pour atteindre 50 °/. de la concentration représentant l'équilibre photochimique, on obtient la relation suivante :

$$\tau(0_3) = \left[\frac{k_2 n(M)}{k_3 J_2 J_3}\right]^{1/2}$$
(4.13)

(1) D.R. Bates and M. Nicolet, <u>J. Geophys. Res.</u>; <u>55</u>, 301, 1950

Un long calcul permet d'obtenir les valeurs numériques présentées au tableau VII.

TABLEAU VII. - Temps requis pour atteindre l'équilibre photochimique de l'ozone

Altitude (km)	Soleil au zénith Temps τ(0 ₃)	Soleil à l'horizon Temps $\tau(0_3)$
50	10 minutes	30 minutes
45	20 minutes	2 heures
40	1 heure	8 heures
35	3 heures	2 jours
30	1 jour	10 jours
25	1 semaine	4 mois
20	2 mois	4 ans
15	4 ans	60 ans

On s'aperçoit immédiatement qu'au voisinage de la stratopause l'équilibre photochimique est presque parfait, car il n'y a pratiquement pas de retard sur le mouvement du soleil. Mais, il est également clair qu'au-dessous de 30 km le temps requis pour l'équilibre devient suffisamment long pour qu'une rupture d'équilibre puisse se maintenir. Dans la stratosphère inférieure, les temps sont suffisamment longs pour modifier la distribution verticale photochimique vers une distribution hydrostatique. Enfin, le transport horizontal sera très effectif, car il pourra apporter des modifications durables dans la distribution de l'ozone. De telles modifications doivent être à la base de la variation saisonnière, de la variation avec la latitude et également des échanges d'ozone de la stratosphère vers la troposphère.

Comme l'ozone n'est pas loin de l'équilibre photochimique dans la stratosphère moyenne, on peut se rendre compte, en simplifiant l'équation (4.10) où $J_3 > k_3 n(0)$, que

$$n^{2}(0_{3}) = \frac{k_{2}}{k_{3}}$$
 n(M) $n^{2}(0_{2}) \frac{J_{2}}{J_{3}}$ (4.14)

30 .--

et, en utilisant les valeurs numériques, que le maximum de l'ozone apparaît dans la stratosphère. Cependant, on s'aperçoit immédiatement que la concentration d'oxygène atomique atteint un ordre comparable à celui de l'ozone au niveau de la stratopause. Dès lors, la mésosphère est caractérisée par une abondance d'atomes d'oxygène supérieure à celle des molécules d'ozone. Dans ce cas, l'équation que l'on peut appliquer à la variation de l'ozone est l'équation (4.9) où on considère n(0) = constante pendant un intervalle de temps suffisamment court. Ainsi, dans l'atmosphère éclairée par le soleil où $n(0) > n(0_3)$, l'équilibre est immédiat et

$$n(0_3) = \frac{k_2 n(0) n(0_2) n(M)}{J_3 + k_3 n(0)}$$
(4.15)

Cependant, au cours de la nuit, l'association de l'atome d'oxygène à la molécule (réaction 4.4) est très rapide en particulier dans la mésosphère inférieure. On peut, dès lors, affirmer qu'il y a une variation diurne très prononcée de l'ozone dans la mésosphère conduisant à un maximum nocturne. Un tel accroissement de l'ozone $(J_3 = 0 \text{ dans } 1^{\circ}équation 4.15)$ et une telle diminution de l'oxygène atomique jouent un rôle important car,ils influencent les réactions chimiques mésosphériques. De telles réactions résultent nécessairement de l'émission de radiations que l'on observe d'ailleurs dans la lueur nocturne.

4. La durée de vie de l'oxygène atomique

L'importance de la dissociation de l'oxygène se manifeste effectivement à partir de la mésopause où les réactions (4.1) et (4.2) deviennent les plus importantes du groupe des réactions (4.1) à (4.6). Dans le cas d'un équilibre photochimique, on aurait la simple relation

$$n^{2}(0) = \frac{n(0_{2}) J_{2}}{k_{1} n(M)}$$
(4.16)

D'ailleurs, la relation (4.8) où les termes attachés à l'ozone sont négligés s'écrit :

$$\frac{dn(0)}{dt} + 2k_1 n(M) n^2 (0) = 2 n (0_2) J_2$$
(4.17)

Au cours de la nuit, $J_2 = 0$ et on voit immédiatement que le temps de recombinaison de l'atome d'oxygène peut être calculé par l'expression suivante :

$$n(0) = \frac{n_0(0)}{1 + 2k_1 n(M) n_0(0)t}$$
(4.18)

si $n_0(0)$ est la concentration au temps t = 0. Le temps de recombinaison

 $\tau(0)$, défini comme étant le temps requis pour réduire la concentration à 50 °/°, de sa valeur initiale est donc donnée par (4.18),

$$\tau(0) = 1/2 k_1 n(M) n_0(0)$$
(4.19)

En acceptant la valeur⁽¹⁾ de $k_1 = 3 \times 10^{-33}$ cm⁶sec⁻¹ et les concentrations n(M) fournies au tableau VI, on obtient des valeurs pour la durée de vie d'un atome d'oxygène suivant les concentrations initiales indiquées au Tableau VIII.

TABLEAU VIII. - Durée de vie d'un atome d'oxygène ou temps requis pour la

	recombinais	son moléculaire	
Altitude	n(M)	$n_{0}(0) = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$	$n_0(0) = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$
(km)	(cm ³)	τ(0)	τ(0)
85	1.9×10^{14}	l jour	10 jours
90	7.7×10^{13}	3 jours	l mois
9 5	3.2×10^{13}	6 jours	2 mois
100	1.4×10^{13}	15 jours	5 mois

Ainsi, une concentration de 2 x 10^{12} cm⁻³ peut-être maintenue à 85 km si la production de 8 x 10^{12} atomes cm⁻²sec⁻¹ est due à la dissociation par les radiations de $\lambda \leq 1750$ A correspondant à 5000°K. En effet, la production totale de 5 jours correspondrait à environ 10^{18} atomes cm⁻², valeur qui n'est pas loin du nombre total d'atomes correspondant à une colonne verticale débutant à 85 km.

(1) Reeves, Mannella and Harteck, <u>J. Chem. Phys.</u> <u>32</u>, 632, 1960. Morgan, Elias and Schiff, ibidem, <u>33</u>, 930, 1960 32 ..-

Il apparaît donc que 10^{13} atomes d'oxygène par cm³ doit être un maximum temporaire et 10^{12} cm⁻³ une valeur aisément atteinte et doit être considéré comme un minimum entre 85 et 100 km.

En tous cas, on peut conclure que c'est dans la thermosphère inférieure que l'atome d'oxygène devient un élément permanent. Sa concentration sera toutefois variable et dépendra des conditions atmosphériques influençant sa distribution verticale dans la thermosphère inférieure. Le maximum de concentration sera une fonction très compliquée de l'énergie solaire dissociant la molécule 0_2 dans la thermosphère (effets de latitude et des saisons) et des effets dynamiques de transports horizontaux et verticaux. On peut donc prévoir que le maximum de concentration de l'oxygène atomique sera situé suivant les circonstances à une altitude variable dans le domaine thermosphérique situé audessus de 85 km et au-dessous de 100 km. La concentration maximum atteindra difficilement 10^{13} cm⁻³ et ne sera jamais inférieure à 10^{12} cm⁻³.

5. L'atome d'oxygène à 100 km

En tenant compte de résultats d'observation donnant, soit la pression, soit la densité totale de l'oxygène moléculaire, on peut avoir quelque idée des conditions à 100 km. Cependant, il est impossible de déterminer avec précision la concentration de l'atome d'oxygène.

En considérant que les conditions d'équilibre photochimique ne correspondent pas à la réalité et que le mélange prédomine encore à 100 km dans le bilan de la dissociation, on peut écrire avec une bonne approximation que

 $n(0) = \frac{1}{2} \quad n(N_2) - 2 \quad n(0_2)$ (4.20)

Ainsi, en conservant la même pression que celle indiquée au Tableau V (p = 3×10^{-4} mm Hg à 100 km), on obtient les paramètres indiqués aux Tableaux IX si les gradients de la hauteur d'échelle sont respectivement $\beta = +0,1$ et $\beta =$ + 0,2. En fait, le pourcentage de dissociation de l'oxygène correspond à 25 °/. et ainsi la concentration de l'oxygène moléculaire reste supérieure à celle de l'oxygène atomique. En reprenant les valeurs des temps requis pour la recombinaison moléculaire indiquée au Tableau VIII, on voit que la durée de vie

Altitude (km)	H (km)	p (mnHg)	Т (°К)	(gm ^c m ⁻³)
100	6,37	3,0 x 10 ⁻⁴	200	6,6 * 10 ⁻¹⁰
105	6,87	$1,4 \times 10^{-4}$	216	$2,9 \times 10^{-10}$
110	7,37	6,9 x 10 ⁻⁵	230	$1,3 \times 10^{-10}$
115	7,87	$3,7 \times 10^{-5}$, 246	$6,5 \times 10^{-11}$
120	8,37	2,0 x 10 ^{~5}	262	$3,3 \times 10^{-11}$
Altitude	n(N ₂)	n(0 ₂)	n(0)	n(M)
(km)	.(cm ⁻³)	<u>(cm⁻³)</u>	(cm ⁻³)	(cm ⁻³)
100	$1,1 \times 10^{13}$	$2,2 \times 10^{12}$	1,4 x 10 ¹²	$1,4 \times 10^{13}$
105	$4,7 \times 10^{12}$	9,5 \times 10 ¹¹	$6,1 \times 10^{11}$	6,3 x 10 ¹²
110	$2,2 \times 10^{12}$	$4,4 \times 10^{11}$	$2,8 \times 10^{11}$	2,9 x 10^{12}
115	$1,0 \times 10^{12}$	$2,1 \times 10^{11}$	$1,4 \times 10^{11}$	$1,4 \times 10^{12}$
120	5,3 x 10 ¹¹	$1,1 \times 10^{11}$	7,0 x 10 ¹⁰	$7,1 \times 10^{11}$

TABLEAU IXa, Exemple de paramètres physiques entre 100 et 120 km

Altitude	н	P	Т	ρ	
(km)	(km)	(mmHg)	(°K)	(gm cm ⁻³)	
100	6.37	3.0×10^{-4}	200	6,6 x 10 ⁻¹⁰	
105	7.37	1.4×10^{-4}	231	2.7×10^{-10}	
110	8.37	7.6 x 10 ⁵	262	1.3×10^{-10}	
115	9.37	4.3×10^{-5}	293	6,5 x 10 ⁻¹¹	
120	10.37	2.6×10^{-5}	324	3.5×10^{-11}	
Altitude	n(N ₂)	n(0 ₂)	n(0)	n(M)	
(km)	(cm ⁻³)	(cm ⁻³)	(cm ⁻³)	(cm ⁻³)	
100	1.1×10^{13}	2.2×10^{12}	1.4×10^{12}	1.4×10^{13}	
105	4.5×10^{12}	9.2×10^{11}	5.9 x 10 ¹¹	6.0 x 10 ¹²	
110	2.1×10^{12}	4.3×10^{11}	2.7×10^{11}	2.8×10^{12}	
115	1.1×10^{12}	2.2×10^{11}	1.4×10^{11}	1.4×10^{12}	
120	5.8 x 10 ¹¹	1.2×10^{11}	7.6×10^{10}	7.8×10^{11}	

TABLEAU IXb. - Exemple de paramètres physiques entre 100 et 120 km

est de plusieurs mois à 100 km et augmente naturellement avec l'altitude. Ainsi, on peut considérer que l'atome d'oxygène dispose d'un temps suffisamment long pour arriver à suivre la distribution verticale des autres constituants de l'atmosphère. Dès lors le procédé de calcul conduisant aux valeurs des TableauxIX se justifie ; de plus, la masse moléculaire moyenne M = 27,55 n'est pas loin de celle de l'azote moléculaire, M = 28.

Il faut cependant souligner que le degré de dissociation de l'oxygène ne peut être considéré comme constant. Néanmoins, des valeurs supérieures à 35 °/. correspondant à des concentrations de l'atome d'oxygène supérieures à celles de la molécule seraient trop proches de l'équilibre photochimique et sont actuellement plus difficiles à justifier. Il faut reconnaître que le problème de la dissociation a évolué au cours de ces dix dernières années. Après l'application stricte de l'équilibre photochimique basée sur une émission solaire correspondant à celle d'un corps noir à 6000°K, les conditions de rupture de l'équilibre photochimique⁽¹⁾ se sont révélées comme une représentation exacte de la dissociation de l'oxygène. De telles conditions ont conduit logiquement à un accroissement de la concentration de la molécule d'oxygène par rapport aux conditions d'équilibre photochimique. De là, il faut bien conclure à une diminution relative de la concentration de l'atome d'oxygène et on ne peut arriver à une atmosphère d'oxygène atomique qu'aux très hautes altitudes par suite de l'effet de diffusion.

V. LE GRADIENT DE TEMPERATURE DANS LA THERMOSPHERE

1. Introduction

Il a été souligné que le caractère essentiel de la thermosphère est la diminution très lente de la densité avec l'altitude. Suivant la loi de la répartition verticale de la densité (3.2), la seule explication possible est une augmentation importante de la hauteur d'échelle avec l'altitude. Le simple passage d'une atmosphère moléculaire M = 29 à une composition purement atomique

(1) M. Nicolet and P. Mange, <u>J. Geophys. Res.</u>; <u>59</u>, 16, 1954

36. -

 $(M \ge 14)$ ne pourrait que doubler la valeur de la hauteur d'échelle H = kT/mg et se révèle insuffisant. Il faut donc faire appel à une augmentation importante de la température pour justifier les densités observées. Deux possibilités se présentent soit un accroissement continu de la température avec l'altitude afin d'arriver à des niveaux de 700 km aux densités observées ou bien un gradient très important au-dessous de 200 km et ensuite une diminution du gradient conduisant finalement à une atmosphère isotherme.

Dans le cas d'un accroissement continu de la température avec l'altitude, il sera démontré plus loin que de telles conditions correspondent à un flux de chaleur permanent venant de l'extérieur de l'atmosphère et permettent un gradient de température pratiquement constant avec l'altitude. Mais, il sera démontré également qu'il n'est pas possible de maintenir un gradient de température augmentant avec l'altitude et qu'il faut rejeter tout modèle atmosphérique où le gradient de température n'augmente pas ou reste constant avec les altitudes décroissantes.

Lorsque la température augmente rapidement au-dessous de 200 km, il faut se rendre compte que l'effet sur la densité n'est pas aussi prononcé qu'on pourrait se l'imaginer a priori. Le calcul montre que les conditions physiques dans la région F_1 de l'ionosphère ne modifient pas beaucoup les valeurs de la densité à 200 km. C'est pourquoi il convient tout d'abord de démontrer comment peuvent se présenter les conditions à 150 km.

2. Les conditions à 150 km et à 200 km.

Afin d'effectuer les calculs, nous adoptons les paramètres physiques obtenus à 120 km et présentés aux Tableaux IX et nous utilisons les valeurs suivantes du gradient de la hauteur d'échelle $\beta = 0,3$; 0,4; 0,5; 0,6; 0,7 bien que tous ces cas ne représentent pas nécessairement des conditions réelles. Nous voulons en fait démontrer que n'importe quelle hypothèse conduit au même résultat pour les valeurs de la densité. On voit tout d'abord (Tableau Xa) que la densité à 150 km, ρ_{150} , reste pratiquement constante si les conditions à 120 km sont fixées, c'est-à-dire :

Altitude (km)		Hauteur d'	échelle (km) et	température(°K	()
120	10.37	10.37	10.37	10.37	10.37
	324	324	324	324	324
130	13.37	14.37	15.37	16.37	17.37
	416	447	478	509	540
140	16.37	18.37	20.37	22.37	24.37
	508	570	632	6 94	756
150	19.37	22.37	25.37	28.37	31,37
	599	692	784	877	970
	· ·	Densité	(gm cm ⁻³)		
120	$3,54 \times 10^{-11}$	3.54×10^{-11}	$3,54 \times 10^{-11}$	3.54×10^{-11}	3.54×10^{-11}
130	1.18×10^{-11}	1.13×10^{-11}	1.09×10^{-11}	1.05×10^{-11}	1.02×10^{-11}
140	4.93×10^{-12}	4.81×10^{-12}	4.70×10^{-12}	4.58×10^{-12}	4.47×10^{-12}
150	2.38×10^{-12}	2.42×10^{-12}	2.44×10^{-12}	2.44×10^{-12}	2.43×10^{-12}
	Densité dans	le cas où la di:	ffusion commence	e à 120 km	
150	2.37×10^{-12}	2.41×10^{-12}	2.42 x 10^{-12}	2.42×10^{-12}	2.40 x 10^{-12}
	Hauteur d'éche	elle dans le cas	s où la diffusio	on commence à 12	20 km
150	20.65	23,70	26.74	29.78	32,82
	Concentration	de l'oxygène at	comique sans et	avec diffusion	, .
150	5.1×10^9	5.2 x 10 ⁹	5.2 \times 10 ⁹	5.2×10^9	5.2×10^9
	1.2×10^{10}	1.2×10^{10}	1.1×10^{10}	1.1×10^{10}	1.0×10^{10}

TABLEAU Xa. - Exemple de paramètres physiques entre 120 et 150 km

Altitude (km)		Tempéra	ature (°K)		Moyenne
150	599	6 92	784	877	970	800 <u>+</u> 200
	Dens	ité (gm.cr	n ⁻³ x10 ⁻²	[<u>+</u> 0.01]		
150	2.37	2.41	2,43	2.42	2,41	2.40 <u>+</u> 0.03
			ρ x10 ¹³ [<u>+</u> ≤ 10 °/	<u>。]</u>	
200	2.10	2.70	3.35	3.90	4.45	3.3 <u>+</u> 1.2
· .			ρ x10 ¹³ [$\pm \leq 5$ °/	.]	
220	1.10	1.45	1.90	2.30	2.70	1.9 ± 0.8
	<u>рн^{1/2}</u>	² x 10 ¹⁰ [<u>+</u>	$\leq 10^{\circ}/_{\circ}$	Diffusio	n à 150 km	
220	1.9	3.0	4.1	, 5,3	6.5	(4.2 <u>+</u> 2.3)
	ρ H ^{1/2}	² x 10 ¹⁰		Diffusio	n à 120 km	· ·
220	2.4	3.5	4.7	5.9	7.0	(4.7 <u>+</u> 2.3)
• •	Masse	- Sans dif	fusion			
220	27.43				27.43	27.43
¢		Diffusio	n à 150 k	m (<u>+</u> 1 °/	<u>。)</u>	
220	25.2	25.6	25.9	26.1	26.2	25.7 <u>+</u> 0.5
		Diffusion	nà 120 k	m (<u>+</u> 1 °/,	.)	
220	22.5	23.2	23.7	24.1	24 .4	23.5 <u>+</u> 1.0
	ρ(0) x	_10 ¹⁴ [<i>≤</i> ±	10 °/。] :	Sans diffu	ision	·
220	0.55	0,80	1.00	1.25	1,50	1.0 <u>+</u> 0.5
	,	Diffusior	n à 150 kr	n 	· .	х Х
220	1,60	2.00	2.30	2.65	3.00	2 .3 + 0.7

TABLEAU Xb.- Exemple de paramètres physiques à 200 et 220 km

-

. .

Altitude	(km)		Ten	pérature	(°K)		Moyenne
Diffusion à 120 km							· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
. 220		3.85	4,50	5,00	5.35	5.80	4.8 <u>+</u> 1.0
		Ten	pératures	^β < 150 km	$\beta \geq \beta > 1$	50 km	
220		1000	1100	1200	1300	1400	1200 <u>+</u> 100
220		1200	1500	1800	2100	2200	1700 <u>+</u> 500
		Tem	pératures	^β <<150 km	$\geq \beta > 1$	50 km	
220		1800	1900	2000	2100	2200	2000 <u>+</u> 200

TABLEAU Xb (suite) - Exemple de paramètres physiques à 200 et 220 km

1

$$\rho_{150 \text{ km}} = 2.4 \text{ x } 10^{-12} \text{ gm cm}^{-3}$$
(5.1)

si
$$\rho_{120 \text{ km}} = 3.5 \times 10^{-11} \text{ gm cm}^{-3}$$
 (5.2)

$$600^{\circ}K \leq T_{150 \text{ km}} \leq 970^{\circ}K$$
 (5.3)

Ainsi, quel que soit le gradient de température au voisinage de 150 km, il n'est pas possible de le détecter par des mesures de la densité. Mieux, en poussant les calculs jusqu'à 200 km par n'importe quel procédé on voit que les variations de la densité sont relativement faibles si les conditions restent fixées à 120 km. Par exemple, on peut trouver les résultats suivants, à partir de 150 km,

150 kmT = 599°KT = 784°KT = 970°K200 km $\rho = 2,1 \times 10^{-13}$ $\rho = 3,35 \times 10^{-13}$ $\rho = 4,45 \times 10^{-13} \text{ gm cm}^{-3}$

Encore une fois, il est clair que les valeurs de la densité à 200 km $\rho = (3,3 \pm 1,2) \times 10^{13} \text{ gm cm}^3$, soulignent combien la densité thermosphérique vers 200 km dépend peu du gradient de température (T = 335°K à 120 km jusqu'à plus de 1000°K à 200 km) que l'on admet jusqu'à 200 km (voir fig. 5 et 6). Ce résultat (voir Tableau Xb) est une explication des conclusions les plus opposées présentées par divers auteurs au cours de leur analyse des observations obtenues à l'aide des fusées et des satellites. On peut imaginer l'hypothèse la plus arbitraire et pouvoir ainsi expliquer les observations.

En conséquence, il est nécessaire en vue d'étudier la structure de la thermosphère, de trouver des paramètres physiques servant de guide dans l'analyse des diverses données d'observation. Ce sont, en particulier, l'énergie du rayonnement solaire, la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur, les divers modes de transport de la chaleur et l'énergie interne de la thermosphère.

3. Les diverses énergies dans la thermosphère

Afin de déterminer sous quelles conditions un gradient de température peut exister et se maintenir dans la thermosphère, il faut que le flux de









.

chaleur soit suffisant. Comme il est seulement nécessaire de considérer les ordres de grandeur, nous pouvons tout d'abord, considérer l'énergie cinétique d'une colonne verticale atmosphérique.

A 100 km, l'énergie cinétique totale (Tableau VI) ne serait pas inférieure à 3×10^5 erg cm⁻² tandis qu'à 200 km elle ne serait plus que de l'ordre de 10^4 erg cm⁻². Ainsi, si l'apport d'énergie est de l'ordre de l erg cm⁻² sec⁻¹, la thermosphère au-dessous de 100 km ne sera pas fortement influencée tandis que la région au-dessous de 200 km peut recevoir en un jour, une énergie du même ordre de grandeur que l'énergie cinétique totale de la colonne. Dès lors, on conçoit aisément qu'un gradient important de température existe au-dessous de 200 km. L'existence d'un gradient important de température pose immédiatement la question du transport de chaleur par conduction et le bilan d'énergie doit donc s'effectuer en tenant compte de l'ensemble des sources et des pertes dans la thermosphère. On montrera plus loin que l'énergie E transportée par conduction est donnée par l'expression suivante , pour des températures comprises entre 400°K et 1600°K.

$$\left(\frac{dT}{dz}\right) = (10 \pm 3) E$$

dans une atmosphère d'oxygène atomique.

et

$$\left(\frac{\mathrm{dT}}{\mathrm{dz}}\right) = (20 \pm 6) \mathrm{E}$$

dans une atmosphère non dissociée.

Dans les expressions (5.4) et (5.5), E est exprimé en erg cm²sec⁻¹. Ainsi, une énergie d'un erg cm⁻²sec⁻¹ correspond à des gradients de température de plus de 10°K par km. Ceci explique aisément les hautes températures qui peuvent être atteintes en quelques dizaines de km, et faire passer la hauteur d'échelle II \leq 10 km vers 120 km à environ H = 50 km vers 200 km.

(5.4)

(5.5)

4. Les conditions aux très hautes altitudes

La diminution relativement faible aux plus hautes altitudes de la densité s'explique en tout cas par des températures élevées. Mais, le problème physique qui se pose est de déterminer si le gradient de la hauteur d'échelle β est dû uniquement à une diminution de la masse moléculaire ou encore à une augmentation de la température avec l'altitude. Nous verrons plus loin qu'il est possible d'interpréter

$$\frac{dH}{H'} = \frac{dT}{T} \qquad \frac{dm}{m} \qquad \frac{dg}{g} \qquad (5.6)$$

par la variation de m et de g. Une atmosphère isotherme peut apparaître lorsqu'on a les gradients fournis par (5.5) dus à l'ultraviolet solaire absorbé au-dessous de 200 km. Mais, dans ce cas, on doit arriver à une variation diurne, c'est-à-dire à des différences entre les conditions régnant dans une atmosphère éclairée par le soleil et une atmosphère nocturne pour laquelle il n'y a que des pertes de chaleur conduisant à l'isothermie verticale (voir Fig.7).

L'existence d'un gradient de la hauteur d'échelle thermosphérique est dû alors essentiellement à la diminution de la masse moléculaire moyenne résultant de la diffusion de l'oxygène atomique par rapport à l'azote moléculaire. Il peut être démontré, en effet, que l'azote atomique a une courte durée de vie dans la région F et ne peut devenir un constituant principal de la thermosphère. Le comportement de l'atome d'azote est tout différent de celui de l'atome d'oxygène pour lequel la durée de vie est de plusieurs mois à 100 km.

Il s'agit donc en vue de fixer les conditions thermosphériques de déterminer sous quelles formes se présente l'absorption de la radiation solaire et également de rechercher quelles sont les ordres de grandeur des énergies dans les différents domaines spectraux. De plus, il est nécessaire d'examiner les diverses réactions apparaissant parmi les constituants secondaires en présence de l'oxygène et de l'azote. Enfin, il sera nécessaire de fixer les conditions de transport de la chaleur dans la thermosphère.



