

Scherer Marc

2/01/69

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 9 - 1961

L'hélium dans la thermosphère

par G. KOCKARTS

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

Le problème de l'hélium dans l'atmosphère supérieure requiert une recherche théorique très approfondée tant que les moyens physiques utilisés dans les satellites artificiels, n'ont pas encore atteint une précision suffisante. C'est pourquoi l'exposé de M.G. Kockarts fournit une analyse détaillée de la question.

M. NICOLET.

VOORWOORD

Het vraagstuk van het helium in de hogere atmosfeer vereist een grondige theoretische studie zolang de fysische middelen, aangevend in de kunstmatige satellieten, nog geen betrouwbare resultaten waarborgen. Het is daarom dat in de uiteenzetting van M.G. Kockarts het vraagstuk grondig geanalyseerd werd.

M. NICOLET.

FOREWORD

The problem of helium in the upper atmosphere requires thorough study since the methods used in the physical observations of artificial satellites have not reached a adequate degree of accuracy. The paper by G. Kockarts' gives a detailed analysis of the problem.

M. NICOLET.

VORWORT

Das Helium Problem in der höheren Atmosphäre erfordert eine gründliche theoretische Forschung, damit die physikalischen Mittel, gebraucht in den Satelliten, noch nicht eine genügende Genauigkeit haben. So gibt das Exposé von G. Kockarts eine gründliche Analyse des Problems.

M. NICOLET.

L'HELIUM DANS LA THERMOSPHERE

par G. KOCKARTS

TABLE DES MATIERES

Introduction

1. L'équation de la diffusion
2. Les coefficients de diffusion
 - 2.1. Coefficient D_{12}
 - 2.2. Facteur de diffusion thermique α_T
3. Distribution de la concentration dans l'atmosphère non isotherme
 - 3.1. Equation différentielle
 - 3.2. Equilibre de diffusion
 - 3.3. Influence d'une source
 - 3.4. Vitesse de diffusion
4. Distribution de la concentration dans l'atmosphère isotherme
 - 4.1. Equilibre de diffusion
 - 4.2. Influence d'une source
 - 4.3. Vitesse de diffusion
 - 4.4. Influence de la force centrifuge
5. Discussion des résultats numériques
 - 5.1. Conditions initiales
 - 5.2. Effet de la diffusion thermique
 - 5.3. Choix du début de la diffusion
 - 5.4. Effet d'une source
 - 5.5. Résultats numériques

Conclusions

Références

Introduction

L'hélium produit dans la croûte et le manteau de la Terre est un élément mineur puisque à 100 km, sa concentration ne dépasse par $7,4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ pour une concentration totale de l'ordre de $1,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Toutefois, nous nous proposons de montrer comment aux hautes altitudes, l'hélium devient un constituant important, comparable et même supérieur à la concentration en oxygène atomique. Nicolet (1961b) a montré que l'hélium devait nécessairement être introduit à plus de 1000 km pour expliquer les densités obtenues par l'étude du freinage du satellite artificiel Echo 1. Dès lors il est utile de faire une analyse plus détaillée du comportement de l'hélium dans l'atmosphère et en particulier dans la thermosphère. Outre l'importance considérable de l'hélium, démontrée par Nicolet (1961b) pour la construction de modèles atmosphériques cohérents, il faut encore noter que le problème de l'échappement permanent de l'hélium n'est pas encore complètement résolu. La principale difficulté est due aux hautes températures ($T > 2500^\circ\text{K}$) nécessaires pour permettre l'échappement (Nicolet 1957; Bates and Mc Dowell 1957, 1959) et qui ne se justifient que lors de très fortes activités solaires. Dans un autre travail, nous montrerons comment cet obstacle peut être levé. Mais avant d'aborder cette question, il est indispensable d'étudier la distribution de la concentration de l'hélium en fonction de l'altitude, ainsi que les paramètres qui peuvent l'influencer. Après avoir adapté le formalisme de la diffusion des gaz au problème étudié, nous avons effectué des calculs numériques pour différents modèles atmosphériques susceptibles de représenter les conditions physiques de l'atmosphère qui sont étroitement liées à l'activité solaire.

1. L'équation de la diffusion

Deux gaz diffusent l'un dans l'autre lorsque les vitesses moyennes \bar{c}_1 et \bar{c}_2 des deux constituants sont différentes. La composante verticale de la vitesse de diffusion $\bar{c}_1 - \bar{c}_2$ est alors donnée par une formule générale de Chapman (Chapman et Cowling, 1939)

$$\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = - \frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12} \left[\frac{\partial(n_1/n)}{\partial z} + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\rho_1 \rho_2}{p \rho} (F_1 - F_2) + \frac{n_1 n_2}{n} \alpha_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (1.1)$$

où

n_1, n_2 représentent la concentration des particules 1 et 2,

$n = n_1 + n_2$ est la concentration totale,

T est la température absolue,

p est la pression totale,

m_1, m_2 représentent la masse des particules 1 et 2,

$m = \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2}{n_1 + n_2}$ est la masse moléculaire moyenne,

F_1, F_2 représentent l'accélération des particules 1 et 2 dans la direction z ,

$\rho_1 = n_1 m_1$ et $\rho_2 = n_2 m_2$ représentent la densité (masse par unité de volume) des particules 1 et 2,

$\rho = n_1 m_1 + n_2 m_2$ est la densité totale,

D_{12} est le coefficient de diffusion du gaz 1 dans le gaz 2,

α_T est le facteur de diffusion thermique.

Le facteur de diffusion thermique α_T est lié au rapport de diffusion thermique k_T et au coefficient de diffusion thermique D_T par les deux relations suivantes

3.
(1.2)

$$\alpha_T = \frac{n^2}{n_1 n_2} k_T$$

$$k_T = \frac{D_T}{D_{12}} \quad (1.3)$$

Comme nous ne considérons ici que des gaz neutres diffusant dans le champ de la pesanteur $F_1 = F_2 = 0$ et ce terme disparaît de l'équation (1.1); il faut toutefois noter qu'il joue un rôle important lors de la diffusion d'ions dans un gaz neutre en présence d'un champ électrique ou magnétique.

Donc, pour des gaz neutres, (1.1) s'écrit

$$\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = - \frac{n^2}{n_1 n_2} D_{12} \left[\frac{\partial(n_1/n)}{\partial z} + \frac{n_1 n_2 (m_2 - m_1)}{n \rho} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{n_1 n_2}{n^2} \alpha_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (1.4)$$

Avant d'appliquer cette équation, il est utile de discuter les expressions de D_{12} et α_T dans les cas que nous aurons à étudier dans l'atmosphère.

2. Les coefficients de diffusion

Comme le montre l'équation générale de la diffusion, la diffusion peut résulter de l'existence de gradients de concentration, de pression et de température et également de l'effet de forces électromagnétiques lorsqu'au moins un des types de particules présentes a une charge électrique. Cependant, ce dernier cas n'est pas envisagé dans ce travail, car nous ne considérons que des particules neutres.

2.1. Coefficient D_{12}

Ce coefficient est basé uniquement sur l'existence d'un gradient de concentration; pour le définir, Chapman et Cowling (1939) supposent que le mélange des deux gaz est à température constante et à pression uniforme. Aussi, les

valeurs théoriques et mesurées de D_{12} ne tiennent-elles pas compte d'un éventuel gradient de pression. Ce fait doit être noté, car dans une atmosphère planétaire, il existe un gradient de pression qui n'est absolument pas négligeable. Néanmoins, les équations de la diffusion conservent toute leur généralité, même en présence d'un important gradient de pression.

D'ailleurs, dans une atmosphère isotherme, il y a équilibre de diffusion quand précisément le gradient de pression est compensé par le gradient de concentration.

L'essentiel est de se rappeler la façon dont D_{12} est défini lorsqu'on veut interpréter des mesures expérimentales de coefficients de diffusion.

L'expression générale de la première approximation du coefficient de diffusion peut s'écrire d'après Chapman et Cowling (1939)

$$[D_{12}]_1 = \frac{3 k T}{16 n \Omega_{12}^1(1)} \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \quad (2.1)$$

n étant la concentration totale et $\Omega_{12}^1(1)$ une intégrale appelée intégrale de collision; les autres symboles ont leur signification habituelle.

La valeur de l'intégrale de collision dépend essentiellement du modèle d'interaction atomique qui est adopté pour le calcul. Cependant, comme la valeur de la viscosité s'obtient avec une bonne approximation ($\pm 5\%$) dans la thermosphère (Nicolet, 1960b) en utilisant le modèle de la sphère rigide, nous pouvons écrire.

$$\Omega_{12}^1(1) = \frac{\sigma_{12}^2}{2} \left[2 \pi k T \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2} \right) \right]^{1/2} \quad (2.2)$$

avec $\sigma_{12} = \frac{1}{2} (\sigma_1 + \sigma_2)$, σ_1 et σ_2 étant respectivement les diamètres des atomes (molécules) d'espèce 1 et 2.

Dès lors, on obtient l'expression bien connue de D_{12} à l'aide de (2.1) et (2.2)

$$D_{12} = \frac{3}{8} \frac{1}{n \sigma_{12}^2} \left[\frac{k T (m_1 + m_2)}{2 \pi m_1 m_2} \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

Nous supprimons désormais le symbole $[]_1$, sans toutefois oublier que l'expression (2.3) et celles qui en découlent ne sont que des premières approximations. D'après cette expression on voit que D_{12} ne dépend pas des proportions du mélange, ce qui ne sera pas le cas pour le facteur de diffusion thermique.

Nicolet (1954) a transformé (2.3) en

$$D_{12} = D_o e^{(1 + \frac{3}{2}\beta)\zeta} \quad (2.4)$$

$$\text{avec } D_o = \frac{3}{8} \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_2}{m_1}\right)^{1/2} \frac{g_o^{1/2} H_{2o}^{1/2}}{n_o} \quad (2.5)$$

où l'indice o se rapporte au niveau de départ.

Dans (2.4), β est le gradient de hauteur d'échelle et ζ est une variable que Nicolet (1951) a définie par la relation

$$H = H_o e^{\beta\zeta} \quad (2.6)$$

L'expression (2.4) est valable pour une atmosphère non isotherme et ne tient pas compte de la variation de l'accélération de la pesanteur avec l'altitude, ni d'une éventuelle variation de la masse.

Bien entendu, la constante D_o change si on choisit une autre altitude de départ, ou un autre modèle atmosphérique.

Les formules précédentes sont valables pour 2 constituants seulement. Dès lors, leur application dans une atmosphère où il y a plus de deux constituants est délicate. En effet (2.4) ignore toute variation de la masse moléculaire moyenne avec l'altitude, car pour l'établir, on a utilisé la formule $n = n_o e^{-(1 + \beta)\zeta}$; or dans cette formule β est uniquement proportionnel au gradient de température. On néglige ainsi la variation de g et celle de m . Nous avons deux possibilités pour utiliser ces formules :

- 1) prendre l'élément qui nous intéresse (He^4 , He^3 , H_2 ...) et l'élément le plus important de l'atmosphère (N_2 jusque ~ 500 km); dans ce cas m_2 est constant dans les formules précédentes et σ_{12} est bien défini.

2) prendre l'élément dont on étudie la diffusion (He^4 , He^3 , H_2 ...) et l'air; ainsi m_2 varie avec l'altitude et σ_{12} n'a plus qu'une valeur moyenne, car il se rapporte à un mélange de plus de deux éléments.

Nous choisissons la 2ème possibilité car la variation de la masse moléculaire moyenne avec l'altitude est très importante. Nicolet (1960b) a démontré que la masse moléculaire moyenne de l'air passe de 27,4 à 16 ou même moins entre 100 et 750 km, suivant le modèle atmosphérique adopté. Cette variation de m n'est pas linéaire, contrairement à ce que supposent King-Hele et Walker (1960) et Gilvarry (1960); cette non-linéarité nous empêche d'introduire explicitement la variation de m de façon simple dans le formalisme utilisé. Dans ce cas, il faut revoir la validité des formules (2.4) et (2.5). Nous avons la formule générale (Nicolet, 1959),

$$\frac{\rho g}{\rho_0 g_0} = \left(\frac{H}{H_0} \right)^{-\frac{1+\beta}{\beta}} \quad (2.7)$$

A l'aide de (2.6) et de la relation $\rho = nm$, nous obtenons

$$\frac{n}{n_0} = \frac{g_0}{g} \frac{m_0}{m} e^{-(1+\beta)\zeta} \quad (2.8)$$

Dans la suite, nous utiliserons les variables β_1 et ζ_1 se rapportant à un constituant déterminé afin d'exprimer $\frac{n}{n_0}$ en fonction de ces paramètres. Lorsqu'il y a diffusion, les relations

$$\beta m = \beta_1 m_1 = \beta_2 m_2 = \dots \quad (2.9)$$

$$\zeta_1 = \frac{1}{\beta_1} \ln \frac{H_1}{H_{10}} \quad (2.10)$$

$$\zeta = \frac{1}{\beta} \ln \frac{H}{H_0} \quad (2.11)$$

sont toujours vraies.

Mais comme la masse moléculaire moyenne varie avec l'altitude

$$\zeta = \frac{m_0}{m_1} \zeta_1 + \frac{m_0}{\beta_1 m_1} \ln \frac{m_0}{m} \quad (2.12)$$

Avec les équations (2.9) à (2.12), (2.8) s'écrit maintenant

$$\frac{n}{n_0} = \frac{g_0 m_0}{g m} \left(\frac{m_0}{m} \right)^{-\left(\frac{1}{\beta_1} \frac{m_0}{m_1} + 1\right)} e^{-\left(\frac{m_0}{m_1} + \beta_1\right)\zeta_1} \quad (2.13)$$

Cette formule tient compte des variations de g et de m . Nous pouvons maintenant écrire le coefficient de diffusion (2.3) sous la forme

$$D_{12} = D_0 \left(\frac{g H_1}{g_0 H_{10}} \right)^{1/2} \frac{n_0}{n} \quad (2.14)$$

$$\text{avec } D_0 = \frac{3}{8} \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_{12}^2} \left[\frac{m_1}{m} + 1 \right]^{1/2} \frac{g_0^{1/2} H_0^{1/2}}{n_0} \quad (2.15)$$

Nous avons remplacé m_2 par la masse moléculaire moyenne m puisque nous adoptons la deuxième possibilité exposée ci-dessus.

Les équations (2.10) et (2.13) permettent de transformer (2.14) en

$$D_{12} = D_0^1 (g/g_0)^{3/2} e^{[(m_0/m) + (3\beta_1/2)]\zeta_1} \quad (2.16)$$

$$\text{avec } D_0^1 = D_0 (m_0/m)^{(m_0/\beta_1 m_1 + 2)} \quad (2.17)$$

D_0 étant donné par l'équation (2.15).

Pour l'hélium nous prenons $\sigma_{12} = 2,5 \cdot 10^{-8}$ cm, ce qui correspond à $\sigma_{\text{He}} = 2 \cdot 10^{-8}$ cm et $\sigma_{\text{air}} = 3 \cdot 10^{-8}$ cm. Ainsi pour He^4 et He^3 , les expressions de D_0^1 s'écriront respectivement

$$D_o^1 = 2,394 \cdot 10^{14} (1 + 4/m_o)^{1/2} \cdot \frac{g_o^{1/2} H_{1o}^{1/2}}{n_o} \cdot (m_o/m)^{m_o/\beta_1 m_1 + 2} \quad (2.18)$$

$$D_o^i = 2,394 \cdot 10^{14} (1 + 3/m_o)^{1/2} \cdot \frac{g_o^{1/2} H_{1o}^{1/2}}{n_o} \cdot (m_o/m)^{m_o/\beta_1 m_1 + 2} \quad (2.19)$$

Les indices 1 se rapportent à He⁴ ou He³, les indices o au niveau de départ. Ces formules doivent être utilisées dans des tranches d'atmosphère où β_1 est considéré comme constant; m_o est la masse moléculaire moyenne au début de la tranche et m la masse à la fin. Les formules (2.4) et (2.5) sont à utiliser lorsqu'il y a un gradient de température uniquement et les formules (2.16) et (2.17) tiennent compte à la fois du gradient de température, de la variation de g et de m .

Lorsque l'atmosphère est isotherme (2.3) s'écrit

$$D_{12} = D_a \frac{n_a}{n} \quad (2.20)$$

avec

$$D_a = \frac{3}{8 \sigma_{12}^2} \left[\frac{kT(m_1 + m_2)}{2 \pi m_1 m_2} \right]^{1/2} \frac{1}{n_a} \quad (2.21)$$

$$n = n_a e^{-\frac{a}{a+x} \frac{x}{H_a}} \quad (2.22)$$

a est le début de l'isothermie compté à partir du centre de la Terre et x est l'altitude au-dessus de ce niveau.

Ces formules tiennent compte de la variation de g avec l'altitude et (2.20) devient

$$D_{12} = D_a e^{\frac{a}{a+x} \frac{x}{H_a}} \quad (2.23)$$

Dans les applications numériques, nous utiliserons l'air comme second élément c'est-à-dire m_2 sera remplacé par la masse moléculaire moyenne m comme précédemment. Aussi, pour une température T constante, nous avons les expressions suivantes :

$$\text{pour He}^4 \quad D_a = 1,282 \cdot 10^{10} \left(\frac{4}{m} + 1 \right)^{1/2} \frac{T^{1/2}}{n_a} \quad (2.24)$$

$$\text{pour He}^3 \quad D_a = 1,480 \cdot 10^{10} \left(\frac{3}{m} + 1 \right)^{1/2} \frac{T^{1/2}}{n_a} \quad (2.25)$$

En résumé, nous voyons que l'usage des coefficients de diffusion est différent suivant que l'atmosphère est isotherme ou non. De plus, avant de vouloir calculer des approximations plus poussées de D_{12} , il serait utile d'examiner les expressions des coefficients dans le cas de plus de 2 constituants, si on désirait obtenir plus de précision.

2.2 Facteur de diffusion thermique α_T

Ce facteur est lié à l'existence d'un gradient de température. La formule théorique de ce facteur est démontrée dans Chapman et Cowling (1939) et Grew et Ibbs (1952) la discutent en décrivant également l'aspect expérimental de la question. Comme pour D_{12} , la formule théorique de α_T est établie pour 2 constituants et dépend fortement du modèle d'interaction que l'on adopte. En effet, dans cette formule interviennent encore une fois les intégrales de collision qui ne s'évaluent simplement que dans le cas des sphères rigides.

Nous avons calculé les expressions théoriques pour le modèle des sphères rigides dans le cas d'une diffusion thermique de l'hélium à travers l'azote moléculaire, principal constituant atmosphérique dans les régions où existe un gradient de température appréciable. Nous obtenons ainsi

$$\text{pour He}^4, \quad \alpha_T = - \frac{2,098 n_{10} + 2,201 n_{20}}{1,703 n_{10}^2 + 5,074 n_{20}^2 + 6,285 n_{10} n_{20}} \quad (2.26)$$

$$\text{pour He}^3, \alpha_T = - \frac{2,290 n_{10} + 2,552 n_{20}}{1,867 n_{10}^2 + 6,685 n_{20}^2 + 7,839 n_{10} n_{20}} \quad (2.27)$$

$$\text{avec } n_{10} = \frac{n_1}{n_1 + n_2} \quad \text{et} \quad n_{20} = \frac{n_2}{n_1 + n_2}$$

Dans le cas de la diffusion de l'hélium dans l'azote α_T est négatif. Chapman et Cowling (1952) donnent une règle générale pour trouver le signe de α_T dans le cas des sphères rigides:

- 1) si m_1 et m_2 sont différents, $\alpha_T > 0$ si $m_1 > m_2$
- 2) si $m_1 \sim m_2$, $\alpha_T > 0$ si $\sigma_1 > \sigma_2$

Cela signifie que les molécules les plus lourdes diffusent thermiquement vers les régions les plus froides si m_1 est différent de m_2 , et que les molécules les plus grosses diffusent thermiquement vers les régions les plus froides si $m_1 \sim m_2$.

Une autre constatation importante se dégage des équations (2.26) et (2.27) : c'est la grande variation de α_T avec la proportion des constituants en présence. A la fig. 1, nous avons représenté la variation de α_T avec les proportions du mélange. Nous avons aussi calculé les valeurs du rapport de diffusion thermique k_T lié à α_T par la relation (1.2).

Les courbes expérimentales ont la même forme, mais peuvent dans certains cas avoir une ordonnée qui est la moitié de la valeur calculée ici. Cette différence est due au mode d'interaction entre les molécules. En réalité, les molécules ne sont pas sphériques et rigides. Cependant, dans le cas du problème aéronomique de l'hélium, n_{10} est toujours très petit ($5 \cdot 10^{-6} \leq n_{10} \leq 5 \cdot 10^{-4}$) et nous pouvons pratiquement prendre la valeur pour $n_{10} = 0$. Dans ce cas, k_T est toujours nul et l'erreur sur α_T est à peu près indépendante du mode d'interaction. Mais, (voir fig. 1), lorsque n_{10} augmente la discordance entre le modèle de la sphère rigide et le modèle réel est manifeste. Dès lors, les valeurs suivantes peuvent être adoptées pour le problème aéronomique :

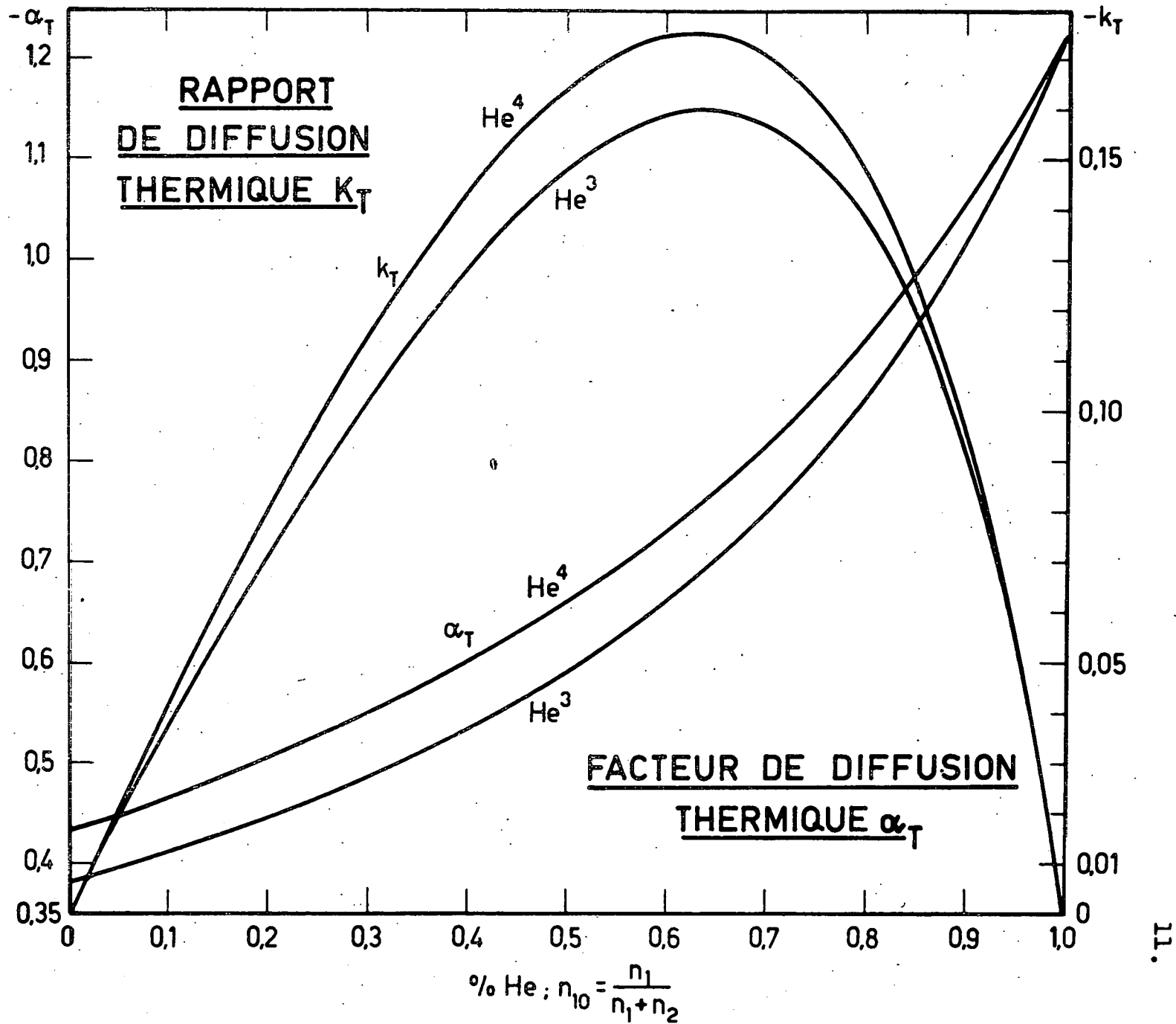


Figure 1.

$$\text{pour He}^4, \alpha_T = -0,43 \quad (2.28)$$

$$\text{et pour He}^3, \alpha_T = -0,38 \quad (2.29)$$

Dans leur étude de l'échappement de l'hélium, Bates et McDowell (1957, 1959) ont adopté pour He⁴ et He³ la valeur moyenne - 0,4. Remarquons encore que le problème de la diffusion thermique est très compliqué dans le cas d'un constituant assez important ($n_{10} > 0,1 - 0,2$). Il nécessite, en effet, la connaissance parfaite du mode d'interaction et de la valeur exacte de n_{10} pour déterminer α_T , alors qu'en équilibre de diffusion n_{10} dépend de α_T que l'on doit précisément déterminer.

3. Distribution de la concentration dans l'atmosphère non isotherme

3.1. Equation différentielle

L'équation générale de la diffusion (1.4) pour des gaz neutres peut aussi s'écrire

$$\frac{c_1}{c_2} = - \frac{n_1 + n_2}{n_2} D_{12} \left[\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} - \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} + \frac{n_2(m_2 - m_1)}{\rho} \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{n_2}{n} \alpha_T \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (3.1)$$

En utilisant les relations générales suivantes :

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} \quad (3.2)$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dz}{H} \quad (3.3)$$

$$\rho = n m \quad (3.4)$$

(3.1) s'écrit alors :

$$\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = - \frac{n_1 + n_2}{n_2} D_{12} \left[\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} + \left(\frac{n_2}{n} \alpha_T + 1 \right) \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right] \quad (3.5)$$

L'expression rigoureuse du gradient de température, en fonction des paramètres se rapportant à l'atmosphère entière, est

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial z} + \frac{1}{m} \frac{\partial m}{\partial z} \quad (3.6)$$

Il est impossible d'utiliser l'expression (3.6), à moins de négliger le terme en $\frac{\partial m}{\partial z}$ car on ne connaît pas la forme explicite de ce gradient. Cette simplification ne se justifie pas dans ce travail, car l'équation (3.5) doit être appliquée dans un intervalle trop grand pour pouvoir négliger la variation de la masse moléculaire m . Au lieu de (3.6) nous utiliserons la forme :

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{1}{H_1} \frac{\partial H_1}{\partial z} + \frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial z} \quad (3.7)$$

qui fait intervenir uniquement un seul élément (He^4 , He^3 ...) afin d'avoir une masse constante.

En introduisant le gradient de hauteur d'échelle $\beta_1 = \frac{\partial H_1}{\partial z}$ et en explicitant le terme $\frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial z}$, (3.5) devient avec (3.7) et (2.3)

$$\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = - D_A \left[\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H_1} \left\{ 1 + \beta_1 \left(1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) - \frac{2H_1}{R+z} \left(1 + \alpha_T \frac{n_2}{n_1 + n_2} \right) \right\} \right] \quad (3.8)$$

R étant le rayon effectif de la Terre et z l'altitude considérée. D_A est un coefficient ayant la même dimension que D_{12} ; il est donné par la relation

$$D_A = \frac{3}{8} \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right)^{1/2} \frac{g^{1/2} H_2^{1/2}}{n_2} \quad (3.8a)$$

Lorsque nous considérons la diffusion d'un constituant mineur $n_2 \sim n$; D_A varie alors suivant la loi (2.16) puisque les indices 2 se rapportent à l'air. L'équation (3.8) se simplifie en

$$\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = - D_A \left[\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + (1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1) \frac{1}{H_1} - \frac{2(\alpha_T + 1)}{R + z} \right] \quad (3.9)$$

3.2 Equilibre de diffusion

Lorsqu'il y a équilibre de diffusion, $\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = 0$, ce qui signifie que le phénomène de transport par diffusion a cessé. Pour intégrer l'équation (3.9) dans ce cas, nous n'utiliserons pas la variable z car H_1 dépend de la température dont la variation avec z n'est pas connue. Nous nous servirons de la variable ζ donnée par (2.6) (Nicolet, 1951). En remarquant que

$$\frac{\partial n_1}{\partial z} = \frac{1}{H_1} \frac{\partial n_1}{\partial \zeta_1}, \text{ nous écrivons (3.9) sous la forme}$$

$$\frac{\partial n_1}{\partial \zeta_1} + n_1 (1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1 - A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1}) = 0 \quad (3.10)$$

$$\text{avec } A = + \frac{2(\alpha_T + 1)}{R + z} \quad (3.11)$$

A varie très peu avec l'altitude (de $1,76 \cdot 10^{-9}$ à $1,6410^{-9}$ entre 110 et 600 km pour He^4). Dès lors nous considérons ce terme constant dans un intervalle Δz de 10 km, ou même de 50 km. En intégrant (3.10) sur un tel intervalle, nous obtenons

$$n_1 = n_{10} e^{-(1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1) \zeta_1 + A \Delta z} \quad (3.12)$$

Nous discuterons les résultats numériques au paragraphe 5.

3.3 Influence d'une source

Lorsqu'on étudie l'échappement d'un gaz qui est renouvelé constamment, il faut introduire une source dans l'équation de la diffusion. Aussi posons nous

$$n_1 \bar{c}_1 = S \quad (3.13)$$

pour exprimer le nombre de particules produites par cm^2 et par sec à un certain niveau. Dans une atmosphère à symétrie sphérique, où la production est supposée constante, la source doit satisfaire à l'équation de continuité suivante

$$n_1 \bar{c}_1 (R + z)^2 = n_{10} \bar{c}_{10} r_o^2 = S_o r_o^2 \quad (3.14)$$

r_o étant le niveau, compté à partir du centre de la Terre, où nous supposons qu'il y a une production constante de: $n_{10} \bar{c}_{10} r_o^2$ particules par cm^2 et par sec.

Dans le cas d'un constituant mineur, nous pouvons admettre que $\bar{c}_2 \sim 0$ est l'équation (3.9) devient avec l'aide de (3.11)

$$n_1 \bar{c}_1 = -D_A \left[\frac{\partial n_1}{\partial z} + (1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1) \frac{n_1}{H_1} - A n_1 \right] \quad (3.15)$$

En utilisant la variable ζ_1 , définie par (2.6) et les relations (2.16) et (3.14), (3.15) devient

$$\frac{\partial n_1}{\partial \zeta_1} + n_1 (1 + \beta_1 + \alpha_T \beta_1 - A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1}) = - \frac{S_o H_{10} [r_o + (H_{10}/\beta_1)(e^{\beta_1 \zeta_1} - 1)]}{r_o D_o} e^{-(\frac{m}{1} + \frac{\beta_1}{2}) \zeta_1} \quad (3.16)$$

Cette équation générale tient compte explicitement de la variation de g intervenant dans le gradient de température. De plus, la masse moléculaire moyenne intervient aussi dans (3.16); mais comme la variation explicite de m n'est pas connue, il faut intégrer l'équation différentielle sur de petits intervalles dans lesquels m est constant. Cette remarque est aussi valable pour le gradient de hauteur d'échelle β_1 qui varie avec l'altitude.

L'intégration de (3.16) n'est pas réalisable de façon simple à cause du terme $A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1}$. Or ce terme provient uniquement de la variation de g qui est influencé par le gradient de température $\frac{\partial T}{\partial z}$ (voir les équations (3.7) à (3.11)). En première approximation, nous intégrerons (3.16) en négligeant ce terme. Pour justifier cette approximation, il suffit d'examiner l'équation (3.8) dans laquelle $A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1}$ est à comparer à 1. Comme $A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1} =$

$\frac{2 H_1 (1 + \alpha_T)}{R + z}$, il suffit que $H_1 \ll R + z$ pour que ce terme puisse être négligé.

Si nous adoptons $H_1 = 50$ km et $H_1 = 600$ km respectivement à 100 et 1000 km d'altitude, le terme $A H_{10} e^{\beta_1 \zeta_1}$ est de l'ordre de $0,9 \cdot 10^{-2}$ et $9 \cdot 10^{-2}$ et peut ainsi être négligé pour l'hélium, d'autant plus qu'un formalisme différent de celui-ci est utilisé dans l'atmosphère isotherme. Nous obtenons ainsi

$$\frac{n_1}{n_{10}} = e^{-(1 + \beta_1 + \alpha\beta_1)\zeta_1} \left[1 - \frac{B(1 - e^{-(m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - \beta_1/2)\zeta_1})}{n_{10}(m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - \beta_1/2)} - \frac{C(1 - e^{-(m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - 3\beta_1/2)\zeta_1})}{n_{10}(m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - 3\beta_1/2)} \right] \quad (3.17)$$

$$\text{avec } B = \frac{S_o H_{10}^2}{D_o^1} - \frac{S_o H_{10}^2}{\beta_1 r_o D_o^1} \quad (3.18)$$

$$C = \frac{S_o H_{10}^2}{\beta_1 r_o D_o^1} \quad (3.19)$$

Cette formule se ramène à la solution donnée par Mange (1955) si nous négligeons le terme $\propto C$ et si nous admettons que $\zeta_1 = \frac{m_1}{m} \zeta$ (1ère approximation de la formule (2.12)).

La solution (3.17) a l'inconvénient de négliger la variation de g dans le gradient de température. Par contre, elle a les 3 avantages suivants :

- 1) elle tient compte de la variation de g dans le coefficient de diffusion D_Λ
- 2) dans le terme dû à la diffusion thermique, (3.17) supprime l'erreur provenant de la variation de m car les variables intervenant dans cette formule se rapportant à l'élément diffusant dont la masse ne varie évidemment pas.
- 3) elle tient compte de l'équation de continuité $S(R + z)^2 = \text{constante}$.

Mange (1961) fait remarquer que le transport par diffusion est limité à une valeur maximum de la source. Si cette valeur est dépassée le processus de diffusion ne permet plus d'expliquer l'écoulement du fluide et l'équation (3.17) donne dans ce cas des concentrations négatives. La diffusion permet le transport des particules fournies par une source S tant que le terme entre crochets de l'équation (3.17) reste positif. Cette condition est certainement réalisée, si nous admettons un flux maximum donné par la relation

$$S_{\max} = \frac{n_{10} D_o^1}{H_{10}} \left[\frac{1 - H_{10}/\beta_1 r_o}{m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - \beta_1/2} + \frac{H_{10}}{\beta_1 r_o (m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - 3\beta_1/2)} \right]^{-1} \quad (3.20)$$

Cette formule est analogue à celle donnée par Mange (1961) si nous négligeons les termes en $H_{10}/\beta_1 r_o$; ces termes proviennent de la condition de continuité, $S(R+z)^2 = \text{constante}$, que Mange n'a pas introduite dans son travail. Bien entendu ce flux est fonction de l'altitude et dans (3.20) les indices o se rapportent à l'altitude considérée.

3.4 Vitesse de diffusion

Puisque le transport par diffusion est limité à un flux maximum donné par (3.20), il est évident que la vitesse de diffusion $\bar{c}_1 - \bar{c}_2$ est également limitée à une valeur maximum. Dans le cas d'un constituant mineur, $\bar{c}_1 - \bar{c}_2$ se réduit à \bar{c}_1 et la vitesse maximum de diffusion au niveau o est obtenue par la relation

$$\bar{c}_{1 \max} = \frac{S_{\max}}{n_{10}} = \frac{D_o^1}{H_{10}} \left[\frac{1 - H_{10}/\beta_1 r_o}{m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - \beta_1/2} + \frac{H_{10}}{\beta_1 r_o (m/m_1 - 1 - \alpha\beta_1 - 3\beta_1/2)} \right]^{-1} \quad (3.21)$$

Il est important de remarquer que cette vitesse est indépendante de la concentration de l'élément diffusant. La vitesse $\bar{c}_{1 \max}$ dépend uniquement du modèle atmosphérique utilisé. On peut d'ailleurs dire que c'est un paramètre caractérisant une atmosphère donnée. La connaissance de $\bar{c}_{1 \max}$ est d'autant plus utile

si on peut déterminer expérimentalement ou théoriquement la concentration d'un élément mineur diffusant, car dans ce cas, la formule (3.21) donne immédiatement le flux maximum que peut supporter la diffusion. Inversement si on connaît le flux des particules en diffusion, on peut à l'aide de (3.21) donner une valeur minimum de la concentration. Cette méthode donne des indications précieuses sur les ordres de grandeur à utiliser dans un problème de diffusion d'un élément mineur. Mange (1961) a ainsi déterminé que pour un flux de $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, la concentration de He^4 ne pouvait pas être inférieure à $2,7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ à 120 km. Rappelons, toutefois, que ces valeurs sont valables seulement dans le modèle atmosphérique utilisé par Mange. Si nous voulons calculer la vitesse réelle de diffusion, il suffit d'écrire l'équation de continuité sous la forme

$$n_1 \bar{c}_1 (R+z)^2 = n_{10} c_{10} r_o^2 \quad (3.22)$$

d'où nous tirons

$$\bar{c}_1 = \frac{S_o}{n_1} \left(\frac{r_o}{R+z} \right)^2 \quad (3.23)$$

en retenant la condition $\bar{c}_1 < \bar{c}_{1 \text{ max}}$. Si la vitesse de diffusion est inférieure à la vitesse maximum possible, elle dépend de la concentration de l'élément diffusant. La fig. 2 donne les vitesses maxima possibles pour deux modèles atmosphériques. Ces courbes montrent l'influence de la température sur $\bar{c}_{1 \text{ max}}$; d'après (3.21) il est aisé de voir que $\bar{c}_{1 \text{ max}} \propto T^{-1/2}$ en première approximation. Cette constatation explique la position relative des courbes de la fig. 2. Les données concernant les 2 modèles atmosphériques utilisés seront présentées au paragraphe 5.1. Lorsque l'atmosphère devient isotherme $\bar{c}_{1 \text{ max}}$ est obtenue par une formule plus simple établie au paragraphe 4.3.

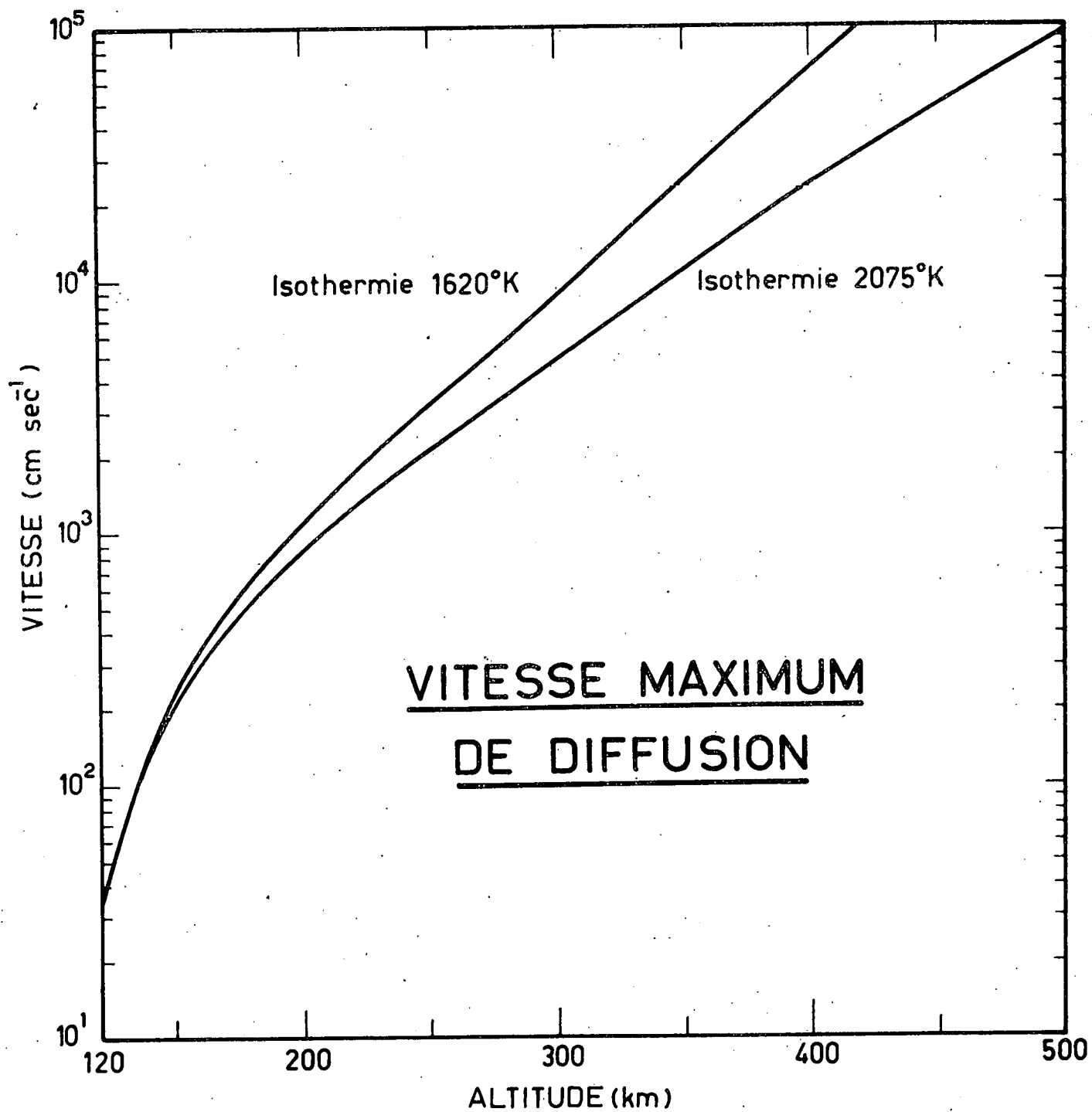


Figure 2.

4. Distribution de la concentration dans l'atmosphère isotherme

4.1 Equilibre de diffusion

Dans une atmosphère isotherme ($\frac{\partial T}{\partial z} = 0$) en équilibre de diffusion ($\bar{c}_1 - \bar{c}_2 = 0$), l'équation (3.5) s'écrit sous la forme simple

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = - \frac{1}{H_1} \quad (4.1)$$

z étant l'altitude.

Par intégration nous obtenons aisément la solution

$$n_1 = n_a e^{-\frac{a}{a+x} \frac{x}{H_1 a}} \quad (4.2)$$

Les indices a se rapportent au niveau à partir duquel l'atmosphère est isotherme et x représente l'altitude au-dessus de ce niveau. L'équation (4.2) tient compte de la variation de g avec l'altitude et représente la distribution hydrostatique classique de particules ayant une distribution maxwellienne des vitesses.

4.2 Influence d'une source

Même si la production effective de l'élément diffusant a lieu à une altitude nettement inférieure au niveau de l'isothermie, nous pouvons néanmoins considérer la présence d'une source à ce niveau, en vertu de l'équation de continuité $S(R+z)^2 = \text{constante}$. Dans le cas d'un constituant mineur l'équation (3.5) appliquée à l'atmosphère isotherme, s'écrit, en tenant compte de la condition de continuité.

$$n_1 \bar{c}_1 = S_a \left(\frac{a}{a+x} \right)^2 = D_{12} \left(\frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{n_1}{H_1} \right) \quad (4.3)$$

Le coefficient de diffusion D_{12} est donné par la formule (2.23). En remarquant que $\frac{1}{H_1} = \frac{1}{H_{1a}} \left(\frac{a}{a+x}\right)^2$, nous intégrons (4.3) et obtenons la solution

$$n_1 = n_{1a} e^{-\frac{a}{a+x} \frac{x}{H_{1a}}} \left\{ 1 - \frac{S_a}{n_{1a} D_a \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}}\right)} \left[1 - e^{-\frac{ax}{a+x} \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}}\right)} \right] \right\} \quad (4.4)$$

Comme dans l'atmosphère non isotherme, cette formule montre aussi que la source a pour effet de diminuer la concentration plus rapidement avec l'altitude.

Remarquons que dans (4.4) interviennent la hauteur d'échelle totale H_a et la hauteur d'échelle de l'élément diffusant H_{1a} . Dès lors, si aux très hautes altitudes on avait $H_a \sim H_{1a}$, il y aurait une discontinuité dans la formule (4.4) appliquée à partir de ce niveau; nous discuterons plus amplement cette question au paragraphe 5.3.

Dans l'atmosphère isotherme, la diffusion ne peut également que supporter un flux maximum donné par la relation.

$$S_{\max}^a = n_{1a} D_a \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}} \right) \quad (4.5)$$

Ce flux maximum augmente avec l'altitude et les indices " a " se rapportent alors chaque fois au niveau considéré.

4.3 Vitesse de diffusion

En divisant (4.5) par la concentration de l'élément diffusant, nous obtenons la vitesse maximum de diffusion dans une atmosphère isotherme

$$\bar{c}_{\max}^a = D_a \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}} \right) = \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{D_a}{H_a} \quad (4.6)$$

Il est aisé de voir que $\bar{c}_{1 \max}$ varie avec l'altitude d'après la loi suivante,

$$\bar{c}_{1 \max} = \left(1 - \frac{m_1}{m} \right) \frac{D_a}{H_a} \left(\frac{a}{a+x} \right)^2 e^{\frac{a}{a+x} \frac{x}{H_a}} \quad (4.7)$$

Cette loi est valable dans un intervalle où m , masse moléculaire moyenne, est considérée comme constante. Comme précédemment $\bar{c}_1 \max$ est indépendant de la concentration et est un paramètre caractéristique du modèle utilisé. L'expression (4.7) de $\bar{c}_1 \max$ passe par un maximum à une distance du centre de la Terre r telle que

$$r = \frac{r_a^2}{2H_a} \quad (4.8)$$

Ce maximum n'a toutefois pas de signification physique car pour tout modèle atmosphérique sensé on obtient des valeurs de r bien au delà de la limite de l'atmosphère terrestre; par exemple pour $H_a = 10^7$ cm et $r_a = 6,6567 \cdot 10^8$ cm, on a d'après (4.8) $r = 2,2 \cdot 10^{10}$ cm. Cette valeur énorme n'a pas de signification, car à de telles altitudes le formalisme que nous avons établi n'est plus valable. En effet le problème de structure de l'exosphère supérieure ($z \geq 2500$ km) doit être abordé en tenant compte des diverses trajectoires possibles pour les particules (Opik et Singer 1961). Nous pouvons donc affirmer que la vitesse maximum de diffusion croît toujours avec l'altitude dans les domaines que nous aurons à considérer. Comme dans le cas non isotherme, nous obtenons la vitesse réelle de diffusion à partir de l'équation de continuité, qui nous donne

$$\bar{c}_1 = \frac{\frac{S_a}{n_{1a}} \left(\frac{a}{a+x}\right)^2 e^{-\frac{ax}{a+x} \frac{x}{H_{1a}}}}{1 - \frac{S_a}{n_{1a} D_a \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}}\right)} \left[1 - e^{-\frac{ax}{a+x} \left(\frac{1}{H_a} - \frac{1}{H_{1a}}\right)}\right]} \quad (4.9)$$

Après être passée par un maximum, cette vitesse s'annule à l'infini; ceci permet de conclure que l'équilibre de diffusion n'est théoriquement jamais atteint dans l'atmosphère pour un gaz qui est produit continuellement. Le cas de l'équilibre de diffusion correspond théoriquement au cas où il n'y a pas de source. En pratique, on peut cependant considérer que l'équilibre de diffusion peut être atteint même en présence d'une source. Ce cas se présente lorsque la production est nettement inférieure à celle qui correspond à la source maximum permise par la diffusion.

4.4 Influence de la force centrifuge

Nous désirons examiner si la force centrifuge due à la rotation de la Terre a une influence importante sur la concentration des particules. Nous aborderons le problème dans la partie isotherme de l'atmosphère et supposerons qu'il y a équilibre de diffusion. L'équation de l'hydrostatique

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} = - \frac{m_1 g}{kT} \quad (4.10)$$

doit être remplacée par l'équation suivante

$$\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial x} = - \frac{m_1 g}{kT} + \frac{m_1 \omega^2 (a+x) \sin^2 \theta}{kT} \quad (4.11)$$

où ω est la vitesse angulaire de rotation de la Terre et θ la colatitude; a est le début de l'isothermie compté à partir du centre de la Terre et x est l'altitude au-dessus de ce niveau. En intégrant (4.11) depuis le début a de l'atmosphère isotherme jusqu'au niveau $(a+x)$ nous obtenons

$$\ln \frac{n_1}{n_{1a}} = - \frac{a}{a+x} \frac{x}{H_{1a}} \left[1 - \frac{\omega^2}{2ag} (a+x)(2a+x) \sin^2 \theta \right] \quad (4.12)$$

Le terme devant les crochets est la distribution hydrostatique habituelle. La force centrifuge introduit un minimum dans la concentration à une distance où elle compense exactement l'attraction gravifique. Cette distance vaut à l'équateur environ 6,6 rayons terrestres; aux pôles, elle est infinie, car la force centrifuge est nulle en ces points. A titre indicatif, nous avons fait un calcul pour He^4 à partir de la formule (4.12) avec les conditions arbitraires suivantes : température 1500°K

début de l'isothermie 220 km

Le tableau suivant donne les chiffres, calculés d'après (4.12) par lesquels il faut multiplier les concentrations obtenues par la formule de l'hydrostatique pour avoir les valeurs corrigées de la force centrifuge.

TABIEAU I.- Correction due à la force centrifuge T = 1500°K

<u>z en km</u>	<u>5.10²</u>	<u>10³</u>	<u>3.10³</u>	<u>5.10³</u>	<u>10⁴</u>	<u>2.10⁴</u>	<u>3.10⁴</u>
latitude							
pôle	1	1	1	1	1	1	1
équateur	1,0031	1,0091	1,0377	1,0744	1,2073	1,8824	2,9411
45°	1,0016	1,0047	1,0187	1,0366	1,0988	1,3720	1,7150

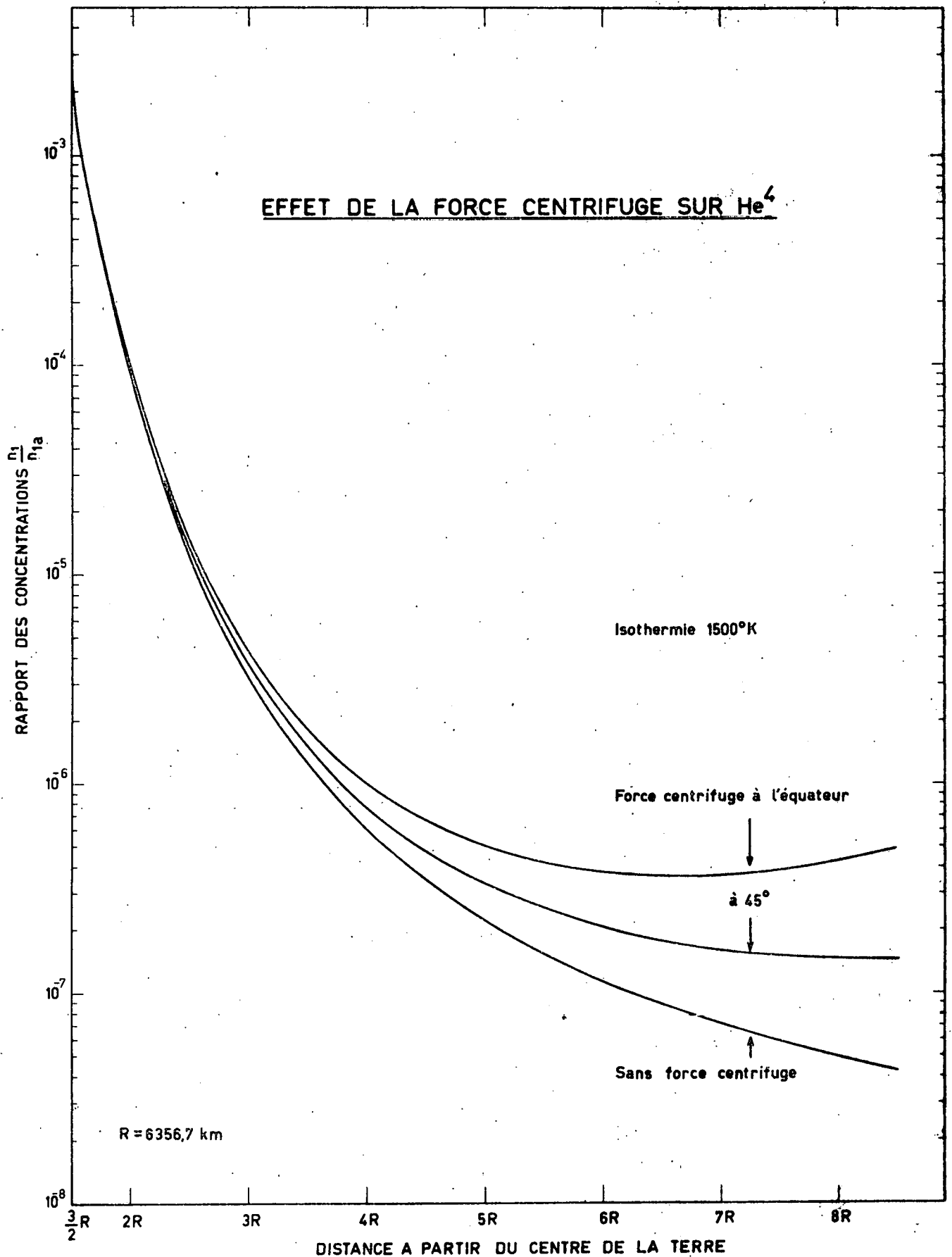


Figure 3.

A la fig. 3 nous avons représenté le rapport $\frac{n_1}{n_{1a}}$ en fonction de l'altitude. La concentration passe par un minimum vers 6,6 rayons terrestres à l'équateur; de plus, la force centrifuge ne devient importante que vers 2 rayons terrestres c'est-à-dire à une altitude supérieure à 6000 km. Aussi pouvons-nous négliger son effet dans le domaine qui nous préoccupe ($z < 2500$ km). Le choix de la température est arbitraire car une température $< 1500^\circ\text{K}$ a pour seul effet de diminuer le rapport $\frac{n_1}{n_{1a}}$ d'un facteur constant. Si la température est différente de 1500°K et si le niveau d'isothermie n'est pas à 220 km, les valeurs du tableau I changent évidemment. Il faut noter qu'aux très hautes altitudes la formule (4.12) n'est plus valable pour un gaz qui s'échappe de l'atmosphère. En effet dans l'exosphère supérieure, il faut tenir compte d'un libre parcours moyen et d'une distribution des vitesses non isotropiques. Opik et Singer (1959, 1961), Johnson (1960) et Johnson et Fish (1960) ont donné des formules permettant de calculer la concentration d'un élément dans l'exosphère. Toutefois, ces auteurs ne parlent pas de la force centrifuge qui influence fortement la concentration aux altitudes supérieures à 2 rayons terrestres; le problème n'est donc pas entièrement résolu.

5. Discussion des résultats numériques

5.1. Conditions initiales

Avant de présenter les résultats numériques, signalons que tous nos calculs ont été faits à partir des modèles atmosphériques calculés récemment par M. Nicolet (1961 c) et non encore publiés.

La valeur du rapport de He^4 par unité de volume d'air est de $5,24 \cdot 10^{-6}$ (Glückauf 1946). En considérant que l'air contient 78,084 % de N_2 (Glückauf 1951) dans l'homosphère, nous aurons $6,71 \cdot 10^{-6}$ atomes d'hélium par unité de volume d'azote moléculaire. Nous prenons ce rapport par volume d'azote car nous ignorons la quantité exacte d'oxygène dissocié au début de la thermosphère, ce qui pourrait changer le rapport $5,24 \cdot 10^{-6}$ par volume d'air. L'hélium, produit dans la croûte et le manteau terrestres et correspondant à un flux de l'ordre de 10^6 atomes par cm^2 et par sec (Nicolet 1957), se mélange à l'air jusqu'au moins

100 km; dans ce domaine, He^4 suit donc la distribution des autres constituants de l'atmosphère. L'altitude à laquelle la diffusion commence sera discutée au paragraphe 5.3. Dans le tableau II nous représentons les concentrations de N_2 données par M. Nicolet (1960 b) et les concentrations de He^4 correspondantes; nous admettons chaque fois que l'hélium est en mélange parfait avec l'air jusqu'à l'altitude considérée.

Résumons brièvement les principales caractéristiques des modèles atmosphériques fournis par M. Nicolet (1961 c). Tous ces modèles ont été calculés en tenant compte du rayonnement solaire ultraviolet et du transport de chaleur par conduction qui en résulte, suivant la théorie de Nicolet (1961 a). Entre 100 et 120 km, Nicolet a pris un gradient de hauteur d'échelle $\beta = 0,2$, puis à partir de 120 km jusque 150 km des gradients de hauteur d'échelle allant de $\beta = 0,6$ à $\beta = 0,3$. Le transport de chaleur par conduction a été introduit à 150 km. Les calculs ont été effectués pour 2 catégories de modèles, l'une dans laquelle la diffusion des constituants principaux commence à 120 km, l'autre dans laquelle elle commence à 150 km. Le tableau III donne quelques caractéristiques des modèles que nous utiliserons.

Nous avons ainsi à notre disposition une série de modèles permettant de représenter les conditions de jour et de forte activité solaire (température basse). Tous ces effets sont discutés en détail par Nicolet (1960 b, 1961 a, 1961 b) .

5.2 Effet de la diffusion thermique

Théoriquement, la diffusion thermique agira tant qu'il y a un gradient de température non nul. Pour étudier cet effet d'un point de vue pratique, nous nous plaçons dans le cas de l'équilibre de diffusion pour lequel nous avons établi la formule (3.12) du paragraphe 3.2 :

$$n_1 = n_{10} e^{-(1+\beta_1 + \alpha_T \beta_1) \zeta_1 + A \Delta z} \quad (3.12)$$

Nous voyons immédiatement d'après cette formule que l'influence de la diffusion thermique sera d'autant plus importante que le gradient de température sera élevé; en effet, β_1 est proportionnel au gradient de température et la diffusion

TABLEAU II.- Concentrations initiales de He⁴

Altitude (km)	100	105	110	115	120
n(N ₂)	1,1x10 ¹³	4,5x10 ¹²	2,1x10 ¹²	1,1x10 ¹²	5,8x10 ¹¹
n(He ⁴)	7,4x10 ⁷	3,0x10 ⁷	1,4x10 ⁷	7,4x10 ⁶	3,9x10 ⁶

TABLEAU III.- Caractéristiques des modèles atmosphériques

(Nicolet 1961c).

Altitude (km)	Gradient de hauteur d'échelle β				Etat physique
100					} Mélange
			0,2		
120					} Mélange ou diffusion
	0,6	0,5	0,4	0,3	
150					} Diffusion
300	gradient de température diminue avec l'altitude				
600	début de l'isothermie suivant le modèle				
	isothermie				

Température (°K)

Diffusion à

120 km	2130	1650	1250	930
--------	------	------	------	-----

Diffusion à

150 km	2075	1620	1235	930
--------	------	------	------	-----

thermique intervient par le terme $\alpha_T \beta_1$. Puisque dans le cas de l'hélium α_T est négatif (paragraphe 2.2), la diffusion thermique augmente la concentration de l'élément diffusant, elle correspond à un transport vers le haut. La fig. 4 donne un exemple de l'effet de la diffusion thermique. Lorsque nous négligeons celle-ci, les concentrations de He⁴ ont été calculées à partir de la formule valable en équilibre de diffusion

$$\frac{n_1}{n_{10}} = \frac{g_0}{g} \left(\frac{H_1}{H_{10}} \right)^{\frac{1 + \beta_1}{\beta_1}} \quad (5.1)$$

A partir du niveau d'isothermie, les concentrations sont données par la formule (4.2). Nous avons calculé les concentrations jusque 750 km pour montrer la légère correction due à la variation de g dans l'équation (3.12). Dans les autres calculs nous prendrons toujours les courbes tenant compte de la variation de g . Cet effet de la gravité est bien faible à côté de l'influence de la diffusion thermique, qui est le facteur prépondérant dans le calcul de la concentration de He⁴. A 300 km, la diffusion thermique donne une concentration 4 fois supérieure à celle donnée par la courbe sans diffusion thermique; au delà de cette altitude les courbes ont même pente et la diffusion thermique ne joue pratiquement plus, bien que l'atmosphère ne soit pas encore isotherme à 300 km dans le modèle utilisé. Tout l'effet de la diffusion thermique se produit dans la zone où il y a un fort gradient de température. Aussi les résultats obtenus par Byutner (1959) ne sont pas acceptables car ils négligent le terme $\alpha_T \beta_1$; or il est bien établi que de forts gradients de température existent effectivement entre 100 et 200 km. La diffusion thermique joue un rôle primordial dans le calcul de la concentration d'un élément léger mineur qui diffuse au travers d'une région où existe un gradient de température. Dans la suite, tous nos calculs sont faits en tenant compte de ce phénomène.

5.3 Choix du début de la diffusion

Le problème du début de la diffusion existe aussi pour les constituants principaux. Meadows et Townsend (1960) ont étudié la question d'un point de vue expérimental et admettent que la diffusion de l'argon doit débiter entre 100 et

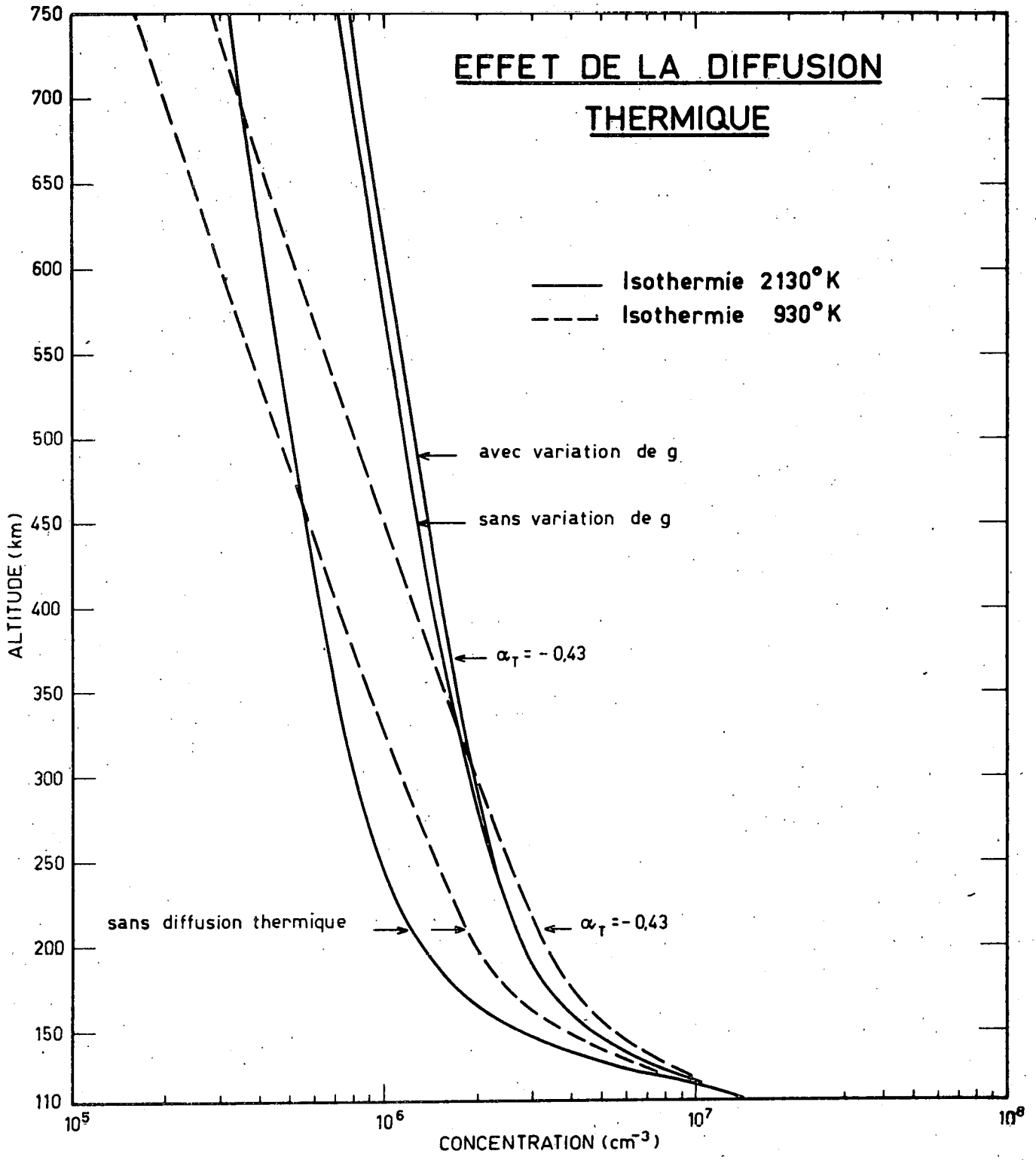


Figure 4.

120 km. Ces résultats sont en accord avec l'étude théorique de Nicolet (1960a) basée sur le calcul des temps nécessaires pour atteindre l'équilibre de diffusion. Nous choisissons 3 niveaux possibles pour le début de la diffusion, puisque, actuellement, les mesures expérimentales ne permettent pas de déterminer avec certitude ce niveau qui variera sans doute avec l'élément considéré et également suivant les conditions atmosphériques. Nous prenons les altitudes 105, 110 et 115 km comme niveaux de départ avec les concentrations respectives données au tableau III. La fig. 5 nous donne ainsi les concentrations suivantes à 250 km

diffusion à partir de	105 km	110 km	115 km
concentration He^4 (cm^{-3})	$4,3 \times 10^6$	$2,4 \times 10^6$	$1,4 \times 10^6$

Les calculs ont été faits avec la formule (3.12).

A 250 km, nous obtenons, pour une diffusion débutant à 110 km ou à 105 km, une concentration valant respectivement 1,7 et 3,1 fois celle obtenue lorsque la diffusion débute à 115 km. Le début de la diffusion joue un rôle aussi important que la diffusion thermique et les rapports donnés à 250 km se maintiennent aux altitudes supérieures. Pour d'autres modèles, l'effet est du même ordre de grandeur. Il est utile de remarquer que la concentration de He^4 ne change pratiquement pas suivant que l'on utilise un modèle atmosphérique dans lequel les constituants principaux commencent à diffuser à 120 ou à 150 km. Toutefois, les modèles où la diffusion des constituants principaux débute à 120 km donnent toujours une température plus grande de l'exosphère, ainsi que le montre le tableau III. Si la concentration de He^4 n'est pas sensible à une variation de température de 50°K , le flux des particules qui s'échappent est néanmoins modifié par un tel accroissement. Ce problème sera discuté en détail dans un autre travail.

5.4 Effet d'une source

Dans le cas de l'hélium, on peut envisager la présence d'une source constante de l'ordre de $10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ pour expliquer la quantité totale de He^4 dans l'atmosphère terrestre, (Nicolet 1957). Il faut dès lors étudier dans quelle mesure cette source influence la concentration de He^4 . Théoriquement, dès qu'il

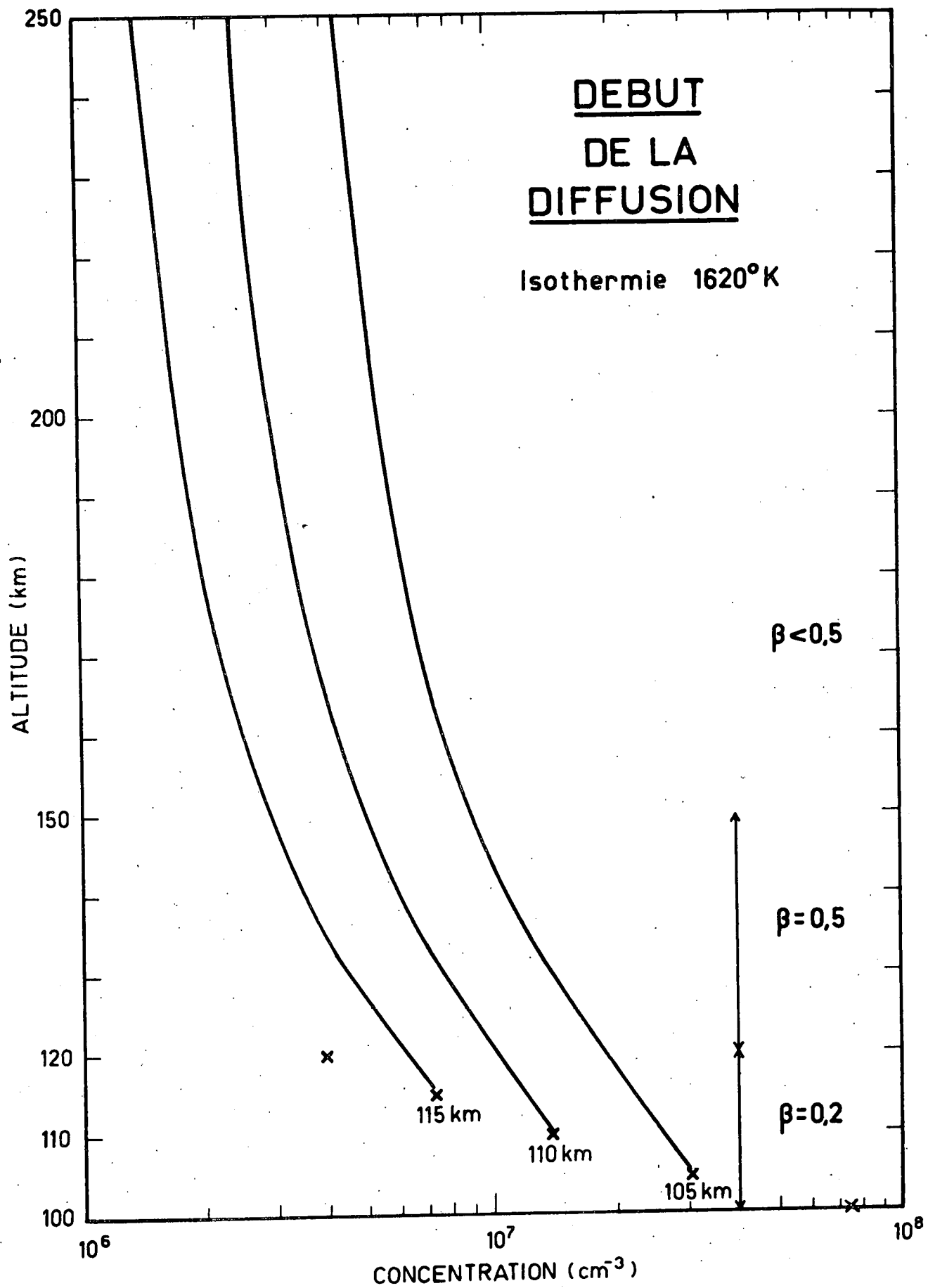


Figure 5.

y a une source, nous devons utiliser dans la partie non isotherme de l'atmosphère la formule (3.17) et dans la partie isotherme la formule (4.4). Mais, en examinant ces formules, nous constatons que l'effet de la source est important seulement lorsque celle-ci est une fraction non négligeable de S_{\max} définie aux paragraphes 3.3 et 4.2. Comme nous considérons que He^4 commence à diffuser entre 100 et 120 km, la valeur de S_{\max} à une altitude donnée entre 100 et 120 km, sera la même pour tous les modèles utilisés; en effet, dans tous les cas, $\beta = 0,2$ entre 100 et 120 km. Puisque $S_{\max} = n(\text{He}^4) c_{1 \max}$, nous obtenons les valeurs suivantes :

Altitude (km)	105	110	115
$S_{\max} (\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1})$	$9,4 \times 10^7$	$8,8 \times 10^7$	$8,6 \times 10^7$

Si nous admettons une source réelle de $(2 \pm 1,5) 10^6$ atomes $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$, nous obtenons d'après les valeurs de S_{\max} , $S_{\text{réel}} = (0,03 \pm 0,01) S_{\max}$. Dans le cas de He^4 , la source réelle calculée par Nicolet (1957) est donc de l'ordre du centième de la source maximum que la diffusion peut transporter. Pour une diffusion débutant à 105 km, la fig. 6 montre quelques concentrations obtenues pour diverses sources fictives. L'examen de cette figure montre de suite que l'effet de la source peut être négligé pour He^4 , si nous adoptons pour $S_{\text{réel}}$ des valeurs de l'ordre de $10^6 \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$.

Il faut noter que l'équation (4.4) pourrait apparemment conduire à une discontinuité dans l'atmosphère isotherme, si à une altitude donnée, on avait $\frac{1}{H_a} = \frac{1}{H_{1a}}$. Cela signifierait que He^4 devient un constituant majeur à cette altitude; or, la formule (4.4) a été établie pour un constituant mineur. Ces considérations ne sont pas purement spéculatives, car entre 1000 et 1500 km He^4 devient effectivement un élément principal de l'atmosphère (Nicolet 1961 b). Toutefois, la discontinuité théorique de (4.4) n'a pas de sens physique, car dans la partie isotherme l'influence de la source réelle de He^4 est totalement négligeable. Même si, à 110 km, on avait $S_{\text{réel}} = S_{\max}$, on pourrait quand même négliger la source aux hautes altitudes. A la fig. 7 nous avons représenté le flux maximum possible et le flux réel, en partant de l'égalité de ces flux à 110 km. A 500 km, le flux maximum est supérieur d'un facteur 10^2 au flux réel.

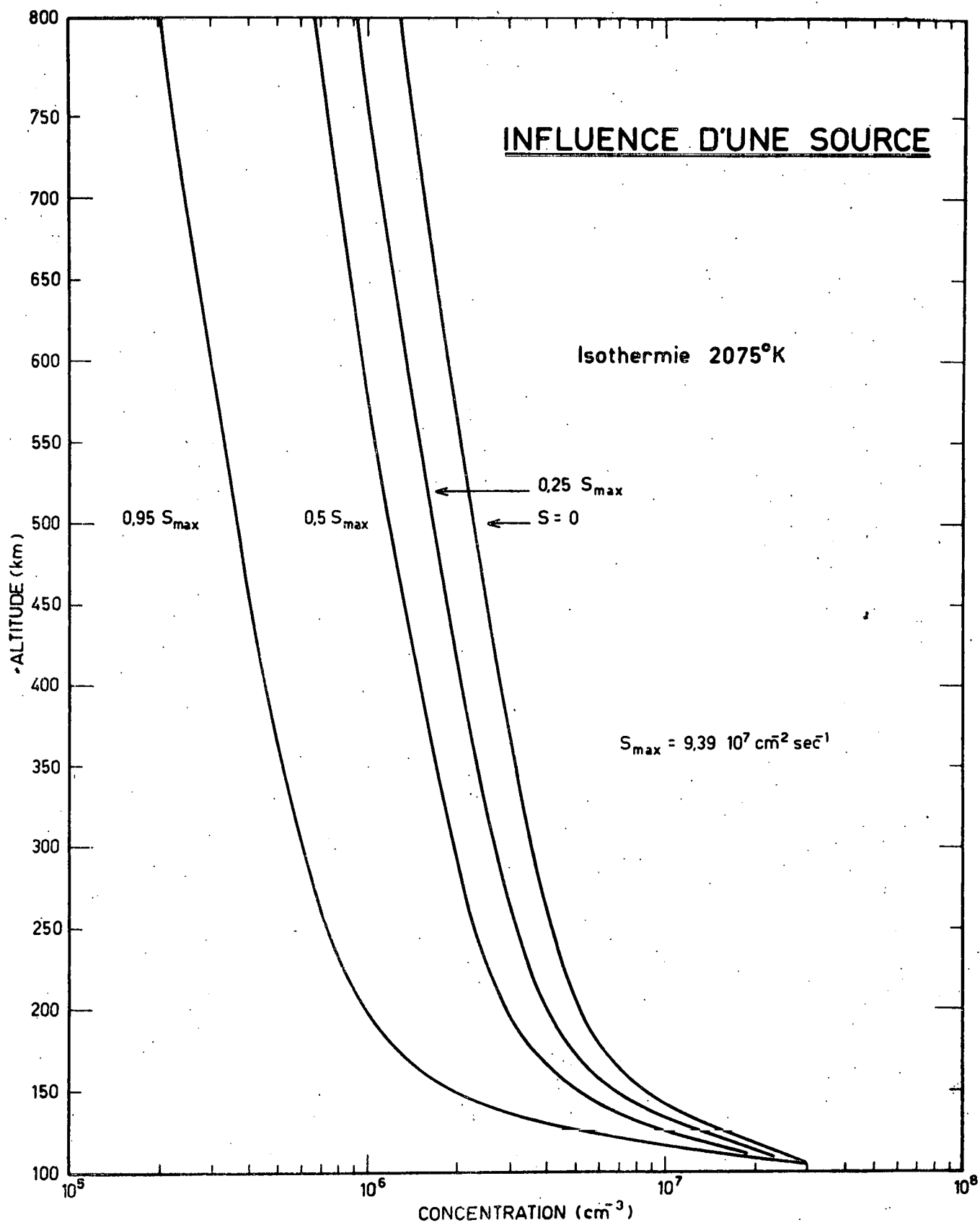


Figure 6.

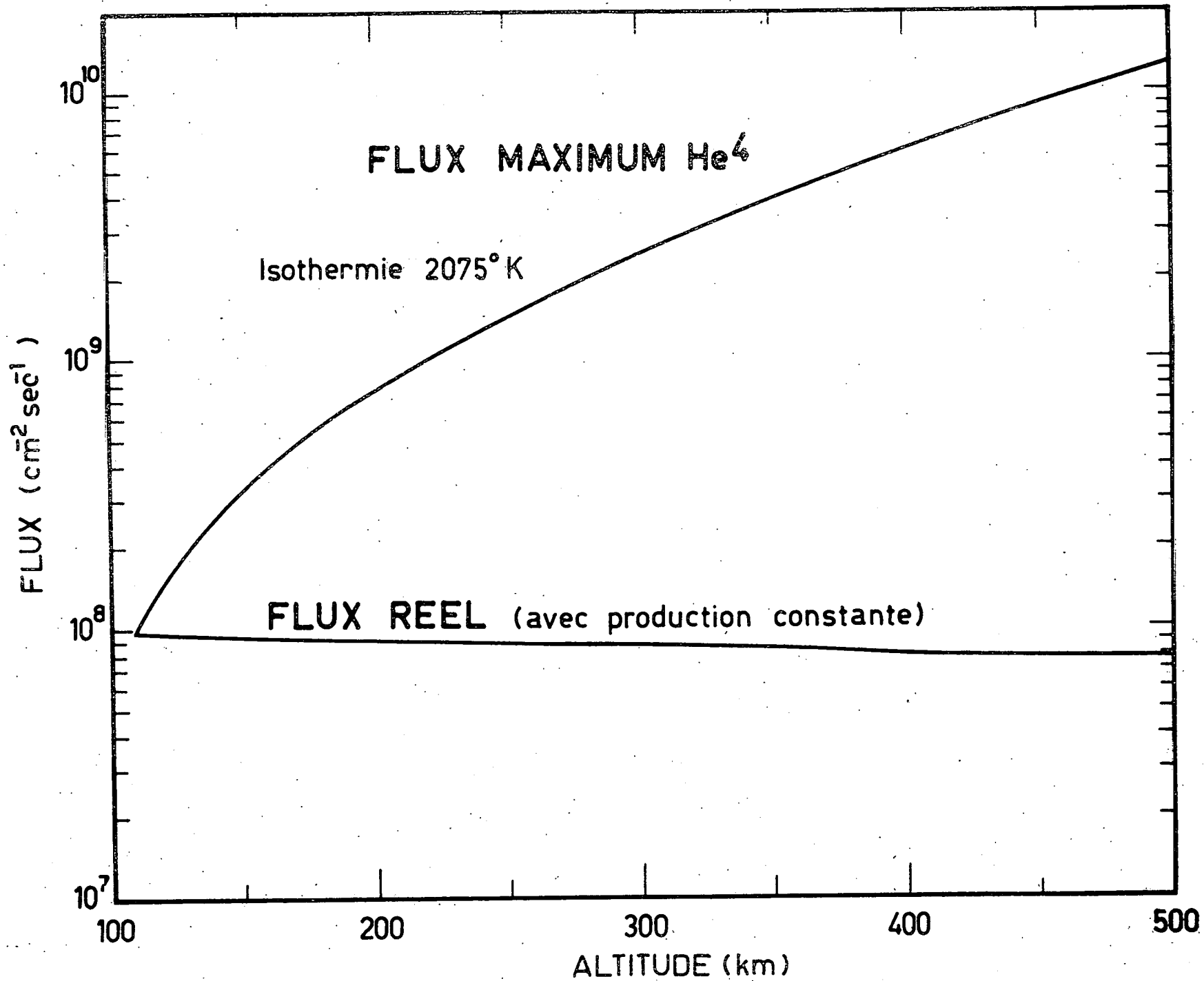


Figure 7.

Celui-ci ne joue ainsi plus aucun rôle dans la distribution de concentration. Dans l'atmosphère isotherme nous pouvons appliquer l'équation de l'hydrostatique, du moins jusqu'à des altitudes inférieures à 3000 km. Au-dessus de cette altitude se pose le problème des particules en orbite, déjà signalé précédemment.

En conclusion, nous effectuerons tous les calculs pour He^4 sans tenir compte d'une source. Notons ici que le problème de l'hydrogène doit être traité différemment ainsi que nous le montrerons dans un autre travail.

5.5. Résultats numériques.

Nous donnons ici les résultats de nos calculs pour les différents modèles atmosphériques établis par Nicolet (1961c). Comme l'hélium devient important aux hautes altitudes, seules les concentrations au-dessus de 500 km sont utiles.

Dans les tableaux, l'erreur sur la température signifie que nous considérons tantôt un modèle où la diffusion des constituants principaux débute à 120 km (température la plus élevée), tantôt un modèle où les constituants principaux diffusent à partir de 150 km (température la plus basse).

TABLEAU IVa.- Concentration de He⁴ diffusant à partir de 105 km.

Altitude (km)	Concentration (cm ⁻³) et température (°K)			
	930°K	(1242,5±7,5)°K	(1635±15)°K	(2102,5±27,5)°K
500	1,5x10 ⁶	1,9 x10 ⁶	2,1x10 ⁶	2,3x10 ⁶
550	1,2	1,6	1,9	2,0
600	9,5x10 ⁵	1,4	1,6	1,9
650	7,7	1,2	1,5	1,7
700	6,3	9,9x10 ⁵	1,3	1,5
750	5,1	8,5	1,2	1,4
800	4,2	7,3	1,0	1,3
850	3,4	6,2	9,2x10 ⁵	1,2
900	2,8	5,4	8,2	1,1
1000	1,9	4,0	6,6	9,1x10 ⁵

TABLEAU IVb.- Concentration de He⁴ diffusant à partir de 110 km

Altitude (km)	Concentration (cm ⁻³) et température (°K)			
	930°K	(1242,5±7,5)°K	(1635±15)°K	(2102,5±27,5)°K
500	8,1x10 ⁵	1,0x10 ⁶	1,2x10 ⁶	1,2x10 ⁶
550	6,5	8,8x10 ⁵	1,0	1,1
600	5,3	7,5	9,2x10 ⁵	1,0
650	4,3	6,4	8,2	9,4x10 ⁵
700	3,5	5,4	7,2	8,5
750	2,8	4,7	6,4	7,8
800	2,3	4,0	5,7	7,1
850	1,9	3,4	5,1	6,5
900	1,6	3,0	4,6	6,0
1000	1,0	2,2	3,7	5,0

TABLEAU IVc.- Concentration de He⁴ diffusant à partir de 115 km

Altitude (km)	Concentration (cm ⁻³) et température (°K)			
	930°K	(1242,5±7,5)°K	(1635±15)°K	(2102,5±27,5)°K
500	4,8x10 ⁵	6,1x10 ⁵	6,9x10 ⁵	7,3x10 ⁵
550	3,8	5,2	6,1	6,6
600	3,1	4,4	5,4	6,0
650	2,5	3,7	4,8	5,5
700	2,0	3,2	4,2	5,0
750	1,6	2,7	3,8	4,6
800	1,4	2,4	3,4	4,2
850	1,1	2,0	3,0	3,8
900	9,1x10 ⁴	1,7	2,7	3,5
1000	6,2	1,9	2,2	2,9

Afin de montrer l'importance croissante de He^4 avec l'altitude, nous avons calculé la densité ρ_{He^4} pour différents modèles atmosphériques intermédiaires à ceux décrits au par. 5.1 (Nicolet 1961c). Les tableaux suivants permettent de comparer la densité ρ_{He^4} à la densité 'totale' usuelle $\rho^0 = \rho_{\text{O}_2} + \rho_{\text{O}} + \rho_{\text{N}_2}$. Nous avons également calculé la masse moléculaire moyenne M dans le système physique où $M_0 = 16$. Tous les résultats sont donnés dans le cas où He^4 diffuse à partir de 105 km; les tableaux donnent la densité à partir de l'altitude où ρ_{He^4} devient comparable à ρ^0 .

Ces tableaux montrent qu'à partir de (800 ± 200) km d'altitude, He^4 devient un constituant non négligeable par rapport à O, O_2 et N_2 , quelle que soit la température de l'atmosphère isotherme. L'importance de He^4 augmente quand la température diminue; pour $T = 2133^\circ\text{K}$, $\frac{\rho_{\text{He}^4}}{\rho^0} = 1,7 \times 10^{-1}$ à 1250 km et pour $T = 773^\circ\text{K}$, $\frac{\rho_{\text{He}^4}}{\rho^0} = 4,6 \times 10^3$ à la même altitude.

Nous avons représenté la masse moléculaire moyenne en fonction de l'altitude à la figure 8 pour diverses températures. Toutes les courbes tendent asymptotiquement vers $M = 4$ et la décroissance de la masse moléculaire moyenne est d'autant plus rapide que la température est basse. Dans nos calculs de masse moléculaire moyenne nous n'avons pas fait intervenir l'hydrogène. Cet élément jouera un rôle dans la détermination de la masse moléculaire moyenne, mais son influence sera toujours diminuée par la présence de He^4 . Pour une température de 1598°K , des concentrations égales de He^4 et de H^1 à 2000 km donneraient une masse moléculaire moyenne de 2,5; or il est fort probable que la concentration en He^4 sera toujours supérieure à H^1 ce qui permet de supposer que la masse moléculaire moyenne n'atteindra jamais 1.

TABLEAU Va.- Densité et masse moléculaire (T = 2133°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
1000	$1,2 \times 10^{-16}$	$6,2 \times 10^{-18}$	$1,3 \times 10^{-16}$	14,2
1250	$2,4 \times 10^{-17}$	4,1	$2,8 \times 10^{-17}$	11,2
1500	$5,4 \times 10^{-18}$	2,8	$8,2 \times 10^{-18}$	7,9
2000	$3,5 \times 10^{-19}$	1,4	1,8	4,7
2500	$3,1 \times 10^{-20}$	$7,8 \times 10^{-19}$	$8,2 \times 10^{-19}$	4,1
3000	$3,6 \times 10^{-21}$	4,6	4,6	4,0

TABLEAU Vb.- Densité et masse moléculaire (T = 1837°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
900	$1,2 \times 10^{-16}$	$6,5 \times 10^{-18}$	$1,3 \times 10^{-16}$	14,1
1000	$5,5 \times 10^{-17}$	5,3	$6,1 \times 10^{-17}$	12,7
1250	$8,6 \times 10^{-18}$	3,4	1,2	8,7
1500	1,5	2,2	$3,7 \times 10^{-18}$	5,8
2000	$6,4 \times 10^{-20}$	$9,8 \times 10^{-19}$	1,0	4,2
2500	$3,8 \times 10^{-21}$	4,9	$4,9 \times 10^{-19}$	4,0
3000	$3,2 \times 10^{-22}$	2,6	2,6	4,0

TABLEAU Vc.- Densité et masse moléculaire (T = 1711°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
800	$2,0 \times 10^{-16}$	$7,4 \times 10^{-18}$	$2,1 \times 10^{-16}$	14,7
900	$8,3 \times 10^{-17}$	6,0	$8,9 \times 10^{-17}$	13,4
1000	3,5	4,8	4,0	11,8
1250	$4,8 \times 10^{-18}$	2,9	$7,7 \times 10^{-18}$	7,5
1500	$7,4 \times 10^{-19}$	1,8	2,6	5,1
2000	$2,5 \times 10^{-20}$	$7,9 \times 10^{-19}$	$8,1 \times 10^{-19}$	4,1
2500	$1,2 \times 10^{-21}$	3,7	3,7	4,0
3000	$8,3 \times 10^{-23}$	1,9	1,9	4,0

TABLEAU Vd.- Densité et masse moléculaire (T = 1598°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
700	$3,7 \times 10^{-16}$	$8,9 \times 10^{-18}$	$3,8 \times 10^{-16}$	15,4
800	1,4	7,0	1,5	14,2
900	$5,5 \times 10^{-17}$	5,6	$6,1 \times 10^{-17}$	12,6
1000	2,2	4,4	2,7	10,7
1250	$2,6 \times 10^{-18}$	2,6	$5,2 \times 10^{-18}$	6,4
1500	$3,5 \times 10^{-19}$	1,6	1,9	4,6
2000	$9,0 \times 10^{-21}$	$6,4 \times 10^{-19}$	$6,5 \times 10^{-19}$	4,0
2500	$3,7 \times 10^{-22}$	2,8	2,8	4,0
3000	$2,0 \times 10^{-23}$	1,4	1,4	4,0

TABLEAU Ve.- Densité et masse moléculaire (T = 1412°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
600	$6,5 \times 10^{-16}$	$1,0 \times 10^{-17}$	$6,6 \times 10^{-16}$	15,8
700	2,0	$8,0 \times 10^{-18}$	2,1	14,6
800	$6,9 \times 10^{-17}$	6,1	$7,5 \times 10^{-17}$	12,9
900	2,4	4,7	2,9	10,7
1000	$8,7 \times 10^{-18}$	3,7	1,2	8,5
1250	$7,8 \times 10^{-19}$	2,0	$2,8 \times 10^{-18}$	5,1
1500	$8,1 \times 10^{-20}$	1,1	1,2	4,2
2000	$1,3 \times 10^{-21}$	$4,1 \times 10^{-19}$	$4,1 \times 10^{-19}$	4,0
2500	$3,4 \times 10^{-23}$	1,6	1,6	4,0
3000	$1,3 \times 10^{-24}$	$7,2 \times 10^{-20}$	$7,2 \times 10^{-20}$	4,0

TABLEAU Vf.- Densité et masse moléculaire (T = 1273°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
600	$4,0 \times 10^{-16}$	$9,8 \times 10^{-18}$	$4,1 \times 10^{-16}$	15,3
700	1,1	7,2	1,2	13,7
800	$3,4 \times 10^{-17}$	5,4	4,0	11,4
900	1,1	4,0	1,5	8,8
1000	$3,5 \times 10^{-18}$	3,0	6,5	6,7
1250	$2,4 \times 10^{-19}$	1,6	1,8	4,4
1500	$1,9 \times 10^{-20}$	$8,3 \times 10^{-19}$	$8,5 \times 10^{-19}$	4,1
2000	$2,0 \times 10^{-22}$	2,6	2,6	4,0
2500	$3,5 \times 10^{-24}$	$9,6 \times 10^{-20}$	$9,6 \times 10^{-20}$	4,0
3000	$9,5 \times 10^{-26}$	3,9	3,9	4,0

TABLEAU Vg.- Densité et masse moléculaire (T = 1155°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
600	$2,4 \times 10^{-16}$	$8,9 \times 10^{-18}$	$2,5 \times 10^{-16}$	14,7
700	$6,1 \times 10^{-17}$	6,4	$6,8 \times 10^{-17}$	12,5
800	1,6	4,6	2,1	9,7
900	$4,6 \times 10^{-18}$	3,4	$7,9 \times 10^{-18}$	7,1
1000	1,3	2,4	3,8	5,4
1250	$6,9 \times 10^{-20}$	1,2	1,2	4,2
1500	$4,4 \times 10^{-21}$	$5,9 \times 10^{-19}$	$5,9 \times 10^{-19}$	4,0
2000	$2,9 \times 10^{-23}$	1,7	1,7	4,0
2500	$3,3 \times 10^{-25}$	$5,5 \times 10^{-20}$	$5,5 \times 10^{-20}$	4,0
3000	$6,1 \times 10^{-27}$	2,0	2,0	4,0

TABLEAU Vh.- Densité et masse moléculaire (T = 1059°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
600	$1,4 \times 10^{-16}$	$8,1 \times 10^{-18}$	$1,5 \times 10^{-16}$	13,9
700	$3,3 \times 10^{-17}$	5,6	$3,9 \times 10^{-17}$	11,2
800	$7,8 \times 10^{-18}$	3,9	1,2	8,0
900	2,0	2,8	$4,7 \times 10^{-18}$	5,8
1000	$5,1 \times 10^{-19}$	2,0	2,5	4,7
1250	$2,0 \times 10^{-20}$	$8,8 \times 10^{-19}$	$9,0 \times 10^{-19}$	4,1
1500	$1,0 \times 10^{-21}$	4,2	4,2	4,0
2000	$4,1 \times 10^{-24}$	1,0	1,0	4,0
2500	$3,2 \times 10^{-26}$	$3,1 \times 10^{-20}$	$3,1 \times 10^{-20}$	4,0
3000	$4,1 \times 10^{-28}$	1,0	1,0	4,0

TABLEAU Vi.- Densité et masse moléculaire (T = 978°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (0 ¹⁶ =16)
500	$4,6 \times 10^{-16}$	$1,1 \times 10^{-17}$	$4,7 \times 10^{-16}$	15,3
600	$8,6 \times 10^{-17}$	$7,3 \times 10^{-18}$	$9,3 \times 10^{-17}$	13,0
700	1,7	4,9	2,2	9,6
800	$3,7 \times 10^{-18}$	3,3	$7,0 \times 10^{-18}$	6,6
900	$8,2 \times 10^{-19}$	2,3	3,1	5,0
1000	1,9	1,6	1,8	4,4
1250	$5,8 \times 10^{-21}$	$6,6 \times 10^{-19}$	$6,7 \times 10^{-19}$	4,0
1500	$2,2 \times 10^{-22}$	2,9	2,9	4,0
2000	$5,9 \times 10^{-25}$	$6,6 \times 10^{-20}$	$6,6 \times 10^{-20}$	4,0
2500	$3,0 \times 10^{-27}$	1,8	1,8	4,0
3000	$2,8 \times 10^{-29}$	$5,5 \times 10^{-21}$	$5,5 \times 10^{-21}$	4,0

TABLEAU Vj.- Densité et masse moléculaire (T = 903°K)

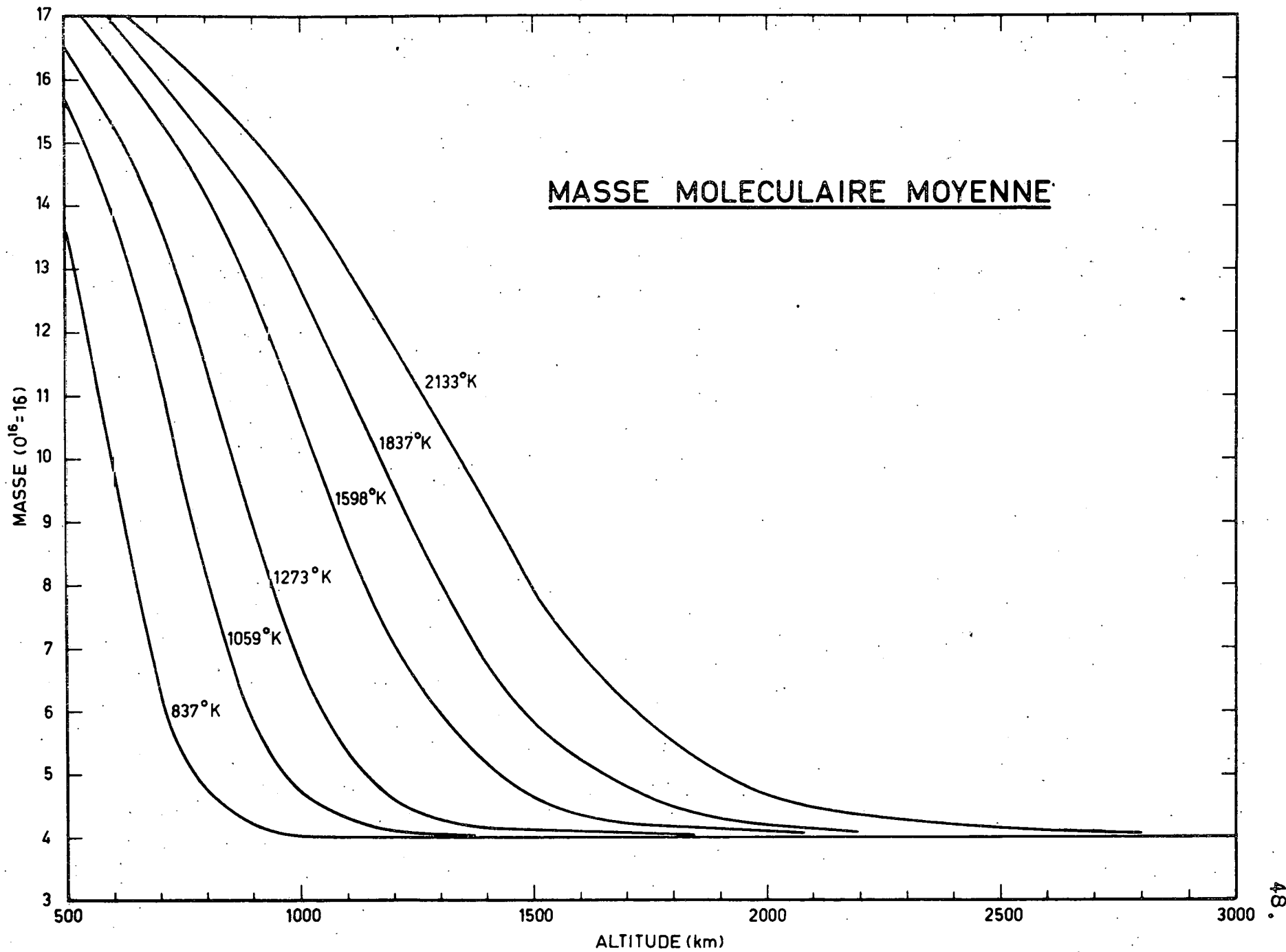
Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
500	$2,6 \times 10^{-16}$	$1,0 \times 10^{-17}$	$2,7 \times 10^{-16}$	14,6
600	$4,4 \times 10^{-17}$	$6,7 \times 10^{-18}$	$5,0 \times 10^{-17}$	11,5
700	$7,7 \times 10^{-18}$	4,3	1,2	7,7
800	1,4	2,8	$4,3 \times 10^{-18}$	5,4
900	$2,8 \times 10^{-19}$	1,9	2,2	4,4
1000	$5,8 \times 10^{-20}$	1,3	1,3	4,1
1250	$1,3 \times 10^{-21}$	$5,0 \times 10^{-19}$	$5,0 \times 10^{-19}$	4,0
1500	$3,9 \times 10^{-23}$	2,0	2,0	4,0
2000	$6,3 \times 10^{-26}$	$4,1 \times 10^{-20}$	$4,1 \times 10^{-20}$	4,0
2500	$2,1 \times 10^{-28}$	$9,9 \times 10^{-21}$	$9,9 \times 10^{-21}$	4,0
3000	$1,3 \times 10^{-30}$	2,8	2,8	4,0

TABLEAU Vk.- Densité et masse moléculaire (T = 837°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (O ¹⁶ =16)
500	$1,5 \times 10^{-16}$	$9,6 \times 10^{-18}$	$1,6 \times 10^{-16}$	13,7
600	$2,2 \times 10^{-17}$	5,6	$2,8 \times 10^{-17}$	9,7
700	$3,4 \times 10^{-18}$	3,7	$7,1 \times 10^{-18}$	6,2
800	$5,5 \times 10^{-19}$	2,4	2,9	4,7
900	$9,6 \times 10^{-20}$	1,5	1,6	4,2
1000	1,7	1,0	1,0	4,0
1250	$3,0 \times 10^{-22}$	$3,6 \times 10^{-19}$	$3,6 \times 10^{-19}$	4,0
1500	$6,5 \times 10^{-24}$	1,4	1,4	4,0
2000	$6,3 \times 10^{-27}$	$2,4 \times 10^{-20}$	$2,4 \times 10^{-20}$	4,0
2500	$1,3 \times 10^{-29}$	$5,3 \times 10^{-21}$	$5,3 \times 10^{-21}$	4,0
3000	$5,5 \times 10^{-32}$	1,3	1,3	4,0

TABLEAU VI.- Densité et masse moléculaire (T = 773°K)

Altitude (km)	ρ' (gr cm ⁻³)	ρ_{He^4} (gr cm ⁻³)	$\rho_{\text{tot}} = \rho' + \rho_{\text{He}^4}$	M (0 ¹⁶ =16)
500	$8,1 \times 10^{-17}$	$8,7 \times 10^{-18}$	$9,0 \times 10^{-17}$	12,4
600	1,0	5,2	1,5	7,9
700	$1,4 \times 10^{-18}$	3,2	$4,5 \times 10^{-18}$	5,2
800	$7,3 \times 10^{-20}$	1,9	2,1	4,3
900	2,8	1,2	1,2	4,1
1000	$4,5 \times 10^{-21}$	$7,6 \times 10^{-19}$	$7,6 \times 10^{-19}$	4,0
1250	$5,4 \times 10^{-23}$	2,5	2,5	4,0
1500	$8,9 \times 10^{-25}$	$8,9 \times 10^{-20}$	$8,9 \times 10^{-20}$	4,0
2000	$4,8 \times 10^{-28}$	1,4	1,4	4,0
2500	$6,2 \times 10^{-31}$	$2,6 \times 10^{-21}$	$2,6 \times 10^{-21}$	4,0
3000	$1,6 \times 10^{-33}$	$5,8 \times 10^{-22}$	$5,8 \times 10^{-22}$	4,0



ALTITUDE (km)

Figure 8.

Conclusions.

Après avoir établi un formalisme adéquat pour l'étude de la diffusion de l'hélium, nous pouvons, d'après les calculs numériques, déduire quels sont les facteurs influençant la concentration de He^4 de manière appréciable.

Entre 100 et 300 km, la diffusion thermique provoque une augmentation importante de la concentration pouvant atteindre un facteur 4 (fig.4). Cet effet devient négligeable aux altitudes supérieures à 300 km, car il est proportionnel au gradient de température qui est le plus important entre 100 et 200 km.

A côté de cet effet physique, il y a l'influence du début de la diffusion pour He^4 . Comme les données expérimentales ne permettent pas de préciser l'altitude exacte à laquelle la diffusion débute, nous devons envisager plusieurs possibilités théoriques. Une augmentation de 5 km dans le niveau de début de diffusion provoque une diminution d'un facteur 1,7 dans la concentration de He^4 . La distribution de l'hélium est donc très sensible au choix du début de la diffusion.

La diffusion thermique et le début de diffusion étant les paramètres essentiels dans le calcul de la concentration de He^4 , nous avons déterminé les concentrations et densités de He^4 pour divers modèles atmosphériques représentant les conditions diurnes ou nocturnes aussi bien que l'activité solaire maximum ou minimum. Dans tous les cas, l'hélium joue un rôle important dans la haute atmosphère. Ce résultat permet de conclure qu'une analyse exacte des densités observées par satellite à plus de 1000 km, doit nécessairement tenir compte de la présence de He^4 (Nicolet 1961 b).

Nous nous faisons un vif plaisir de remercier Monsieur le Professeur M. Nicolet pour l'attention continue qu'il a portée à ce travail. Ses conseils et son enseignement nous ont toujours été très précieux. Ce travail a été effectué au Centre National de Recherches de l'Espace.

REFERENCES.

- BATES, D.R. and Mc DOWELL, M. R. C. : Atmospheric helium, J. Atm. Terr. Phys., 11, 200-208, 1957.
- BATES, D.R. and Mc DOWELL, M. R. C. : Escape of helium, J. Atm. Terr. Phys., 16, 393-395, 1959.
- BYUTNER, E. K. : On the dissipation of hydrogen from planetary atmospheres, Soviet Physics Doklady, 4, 3-7, 1959.
- CHAPMAN, S. and COWLING, T. G. : The mathematical theory of non uniform gases, Cambridge University Press, 1939.
- GILVARRY, J. J. : Physical parameters of the atmospheric escape layer, Nature, London, 188, 804-805, 1960.
- GLÜCKAUF, E. : The helium content of atmospheric air, Proc. Roy. Soc., 185, 69, 1946.
- GLÜCKAUF, E. : The composition of atmospheric air, pp. 3-12, in : Malone T. F. (ed.), Compendium of meteorology, Amer. Meteorological Soc., Boston, Mass., 1951.
- GREW, K. E. and IBBS, T. L. : Thermal diffusion in gases, Cambridge University Press, 1952.
- JOHNSON, F. S. : The exosphere and upper F region, J. Geophys. Res., 65, 2571-2575, 1960.
- JOHNSON, F. S. and FISH, R. A. : The telluric hydrogen corona, Astrophys. J., 131, 502-515, 1960.
- KING-HELE, D. G. and WALKER, D. M. C. : Density of the upper atmosphere and its dependence of the sun, as revealed by satellite orbits, Nature, London, 186, 928-931, 1960.

- MANGE, P. : Diffusion processes in the thermosphere, Ann. Géophys., 11, 153-168, 1955.
- MANGE, P. : Diffusion in the thermosphere, Ann. Géophys., 17, 1961.
(à publier).
- MEADOWS, E. B. and TOWNSEND, J. W., Jr. : IGY rocket measurements of Arctic atmospheric composition above 100 km, pp. 175-198, in : Kallman Bijl, H., (ed.), Space Research, North-Holland Pub. Company, Amsterdam, 1960.
- NICOLET, M. : Diffusion of nitrogen atoms and oxygen molecules in region F, pp. 360-365, in : Boyd, R. L. F. and Seaton, M. J., (eds), Rocket exploration of the upper atmosphere, Pergamon Press, London, 1954.
- NICOLET, M. : Effect of the atmospheric scale height gradient on the variation of ionization and short wave absorption, J. Atm. Terr. Phys., 1, 141-146, 1956.
- NICOLET, M. : The aeronomic problem of helium, Ann. Géophys., 13, 1-21, 1957.
- NICOLET, M. : Constitution of the atmosphere at ionospheric levels, J. Geophys. Res., 64, 2092-2101, 1959.
- NICOLET, M. : The properties and constitution of the upper atmosphere, pp. 17-71, in : Ratcliffe, J. A. (ed.), Physics of the upper atmosphere, Academic Press, New York, 1960 a.

- NICOLET, M. : Les variations de la densité et du transport de chaleur par conduction dans l'atmosphère supérieure, pp. 46-89, dans : Kallman-Bijl, H. (ed.), Space Research, North-Holland Pub. Company, Amsterdam, 1960 b.
- NICOLET, M. : Structure of the thermosphere, Planet. Space Sci., 5, 1-32, 1961 a.
- NICOLET, M. : Helium, an important constituent in the lower exosphere, J. Geophys. Res., 66, juillet, 1961 b.
- NICOLET, M. : 1961 c, (à publier).
- ÖPIK, E. J. and SINGER, S. F. : Distribution of density in a planetary exosphere I, Phys. Fluids, 2, 653-655, 1959.
- ÖPIK, E. J. and SINGER, S. F. : Distribution of density in a planetary exosphere II, Phys. Fluids, 4, 221-233, 1961.
-