

Scheer Man
2/01/69

INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 26 - 1963

**Le problème des hauteurs d'échelle et de leurs gradients
dans l'hétérosphère**

par G. KOCKARTS

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

La présente Note est le texte d'une Communication présentée à l'Académie Royale des Sciences, le 14 décembre 1963. Celle-ci paraîtra dans les Bulletins de l'Académie Royale des Sciences.

VOORWOORD

Deze nota stelt de tekst voor van een Mededeling gedaan op 14 december 1963 aan de Koninklijke Akademie voor Wetenschappen. Zij zal verschijnen in de Mededelingen van de Koninklijke Akademie voor Wetenschappen.

FOREWORD

The present note is the text of a Communication presented at the Royal Academy of Science on December 14, 1963. The paper will be published in the Bulletins de l'Académie Royale des Sciences.

VORWORT

Diese Notiz wurde während der Versammlung der Königlischen Akedemie der Wissenschaften am 14. Dezember 1963 vorgestellt. Die Notiz wird in den Bulletins de l'Académie Royale des Sciences herausgegeben werden.

AERONOMIE .

LE PROBLEME DES HAUTEURS D'ECHELLE ET DE LEURS GRADIENTS
DANS L'HETEROSPHERE (*)

par

G. KOCKARTS.

Institut Royal Météorologique
Service du Rayonnement
3, Avenue Circulaire, UCCLE

ABSTRACT

The properties of the heterosphere are discussed in terms of the behavior of scale heights and their gradients. The height variation of the mean molecular mass leads to important gradients of scale heights in the isothermal region of the heterosphere. An analysis of the atmospheric scale height H and the density scale height H_ρ which increases with altitude shows that $H \geq H_\rho$ everywhere. Their positive gradients β and β_ρ may have all possible values between 0 and 1.5. The gradient β_ρ is not less than β in the thermosphere, but may be greater or less than β in the isothermal region depending on the thermopause temperature.

1.- Introduction.

La dénomination hauteur d'échelle atmosphérique H fut introduite dès 1936 par Chapman^[1] lors de l'application de l'équation de l'hydrostatique et de celle des gaz parfaits à l'étude de l'atmosphère terrestre. Ces deux équations permettent d'écrire la relation générale :

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dz} = - \frac{mg}{kT} = - \frac{1}{H} , \quad (1)$$

p étant la pression et z l'altitude.

La hauteur d'échelle atmosphérique est ainsi définie par l'expression:

$$H = \frac{kT}{mg} , \quad (2)$$

(*) présenté par M. NICOLET.

où k est la constante de Boltzmann, T la température absolue, g l'accélération due à la pesanteur et m la masse moléculaire moyenne atmosphérique.

La connaissance de la hauteur d'échelle atmosphérique donne immédiatement une idée de l'importance de la variation de la pression et de la densité avec l'altitude. Ainsi, au niveau du sol, la hauteur d'échelle atmosphérique est de l'ordre de 8 km et la densité passe d'environ 10^{-3} gm cm⁻³ à 10^{-9} gm cm⁻³ du niveau du sol à l'altitude de 100 km. Par contre, au-dessus de 150 km, l'étude des variations de la période des satellites artificiels montre que la décroissance de la densité avec l'altitude devient de moins en moins rapide par suite de l'augmentation de la hauteur d'échelle H avec l'altitude. Cette augmentation de H , si elle provient certainement d'un accroissement de température avec l'altitude dans la thermosphère, est due également à une diminution de la masse moléculaire moyenne résultant de la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur.

Bien avant le lancement des premiers satellites, Nicolet [2] introduisit le gradient de la hauteur d'échelle pour étudier la structure de l'ionosphère. En fait, il est impossible d'obtenir une vue correcte de la structure atmosphérique sans utiliser des hauteurs d'échelle différentes aux diverses altitudes.

D'autre part, dès les premières analyses [3],[4],[5],[6] des variations de période subies par les satellites artificiels, il fut nécessaire d'introduire une hauteur d'échelle H_ρ associée à la densité atmosphérique ρ . Cette hauteur d'échelle définie par la relation :

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = - \frac{1}{H_\rho} \quad , \quad (3)$$

n'est pas identique à la hauteur d'échelle atmosphérique H . En vue de déterminer la structure réelle de l'hétérosphère il est donc utile d'étudier la relation entre les deux paramètres H et H_ρ . De plus, comme H_ρ croît avec l'altitude, il est utile de comparer le comportement des gradients des hauteurs d'échelle H_ρ et H .

2.- La hauteur d'échelle atmosphérique dans l'hétérosphère.

Le calcul de la hauteur d'échelle atmosphérique nécessite la connaissance de la température et de la masse moléculaire moyenne. Dès lors, il faut disposer de modèles atmosphériques établis en tenant compte des lois physiques, comme la diffusion et la conduction de la chaleur, qui régissent la distribution verticale des divers constituants de l'atmosphère. En adoptant les conditions aux limites données par Nicolet [7], nous obtenons pour les constituants principaux les paramètres physiques du tableau I qui permettent de calculer les distributions des éléments atmosphériques dans l'hétérosphère. En introduisant les effets du rayonnement solaire ultraviolet absorbé au-dessus de 100km et du transport de chaleur par conduction [8], [9], on obtient les distributions

TABLEAU I : Paramètres physiques de 100 km à 120 km.

z (km)	T (°K)	H (cm)	$\rho(N_2)$ (gm cm ⁻³)	$\rho(O_2)$ (gm cm ⁻³)	$\rho(O)$ (gm cm ⁻³)	ρ (gm cm ⁻³)
100	200	$6,37 \times 10^5$	$5,01 \times 10^{-10}$	$1,16 \times 10^{-10}$	$3,73 \times 10^{-11}$	$6,55 \times 10^{-10}$
105	231	$7,37 \times 10^5$	$2,09 \times 10^{-10}$	$4,86 \times 10^{-11}$	$1,56 \times 10^{-11}$	$2,73 \times 10^{-10}$
110	262	$8,37 \times 10^5$	$9,78 \times 10^{-11}$	$2,27 \times 10^{-11}$	$7,29 \times 10^{-12}$	$1,29 \times 10^{-10}$
115	293	$9,37 \times 10^5$	$4,97 \times 10^{-11}$	$1,15 \times 10^{-11}$	$3,70 \times 10^{-12}$	$6,49 \times 10^{-11}$
120	324	$10,37 \times 10^5$	$2,71 \times 10^{-11}$	$6,29 \times 10^{-12}$	$2,02 \times 10^{-12}$	$3,54 \times 10^{-11}$

de température de la figure 1 qui peuvent rendre compte de la structure atmosphérique depuis le maximum d'activité solaire ($T \sim 2000^\circ K$) jusqu'au minimum ($T \sim 600^\circ K$).

La masse moléculaire moyenne est définie par la relation :

$$m = \frac{\sum n_i m_i}{\sum n_i} \quad , \quad (4)$$

dans laquelle la sommation s'étend à tous les constituants atmosphériques de masse m_i et de concentration n_i .

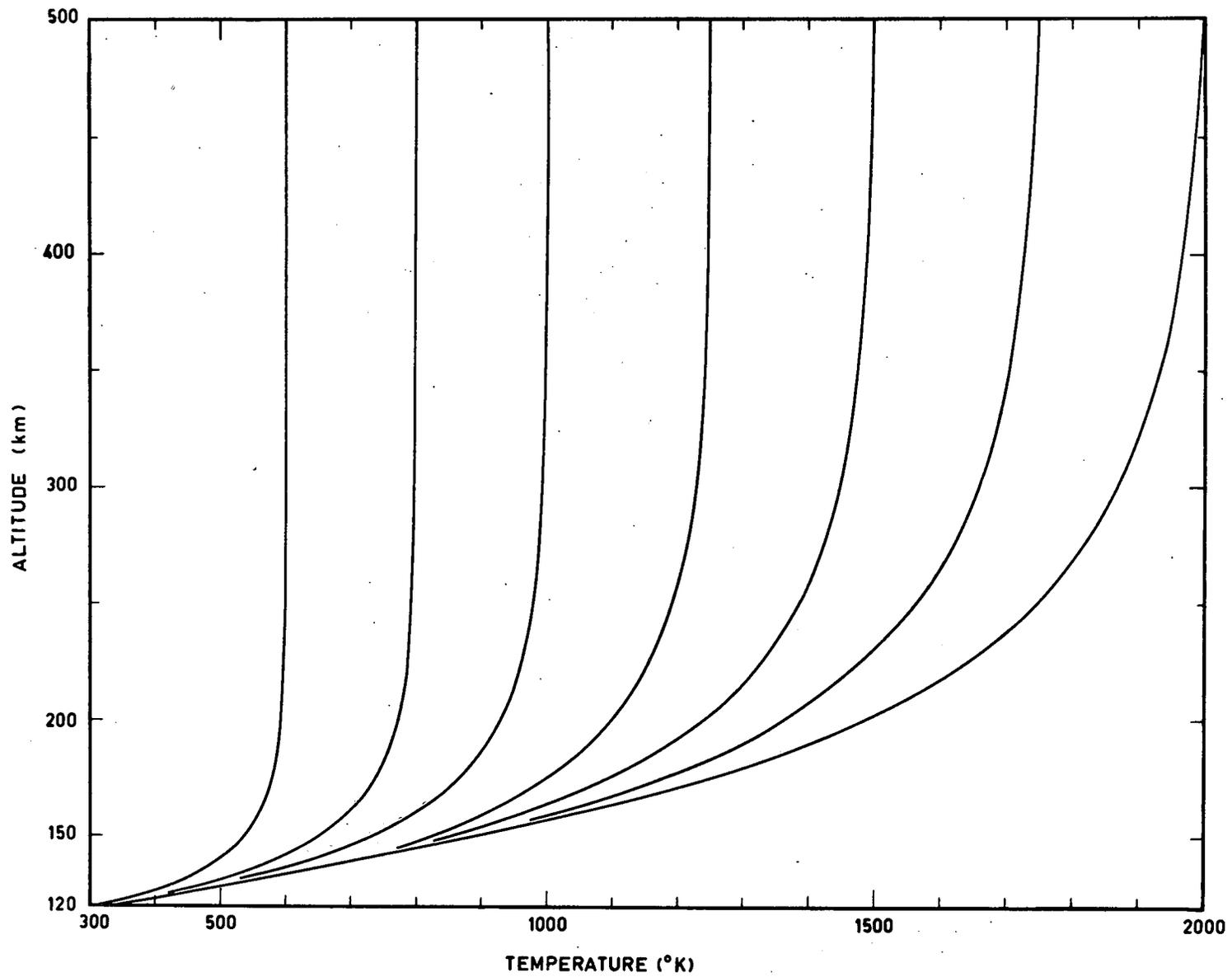


Fig. 1.- Distributions verticales de la température.

Outre les éléments principaux (N_2 , O_2 et O), m doit être calculé en tenant compte de l'hélium et de l'hydrogène atomique ^[10] qui deviennent des constituants importants aux altitudes supérieures à 500 km. La figure 2 donne ainsi la distribution de la masse moléculaire moyenne en fonction de l'altitude pour diverses températures de la thermopause. Pour des températures supérieures à 1250°K, la masse moléculaire moyenne tend vers 4 à 3000 km; ceci montre que la zone d'hélium s'étend au moins jusque 3000 km d'altitude durant les périodes de forte activité solaire. Lorsque la température devient inférieure à 1250°K, la masse moléculaire commence à tendre vers 1 à 3000 km. Dans ce cas, la ceinture d'hélium a diminué en épaisseur et l'hydrogène atomique devient progressivement le constituant principal de l'atmosphère.

Connaissant la distribution de la masse moléculaire moyenne et de la température avec l'altitude, nous pouvons calculer les hauteurs d'échelle atmosphériques représentées à la figure 3. Pour les altitudes inférieures à 400 km, H augmente avec l'activité solaire; ce résultat est qualitativement en accord avec l'analyse de King-Hele et Rees ^[11]. Toutefois, au-dessus de 400 km, la hauteur d'échelle H montre un comportement complexe résultant essentiellement de la diffusion de l'hélium et de l'hydrogène dans le champ de la pesanteur. Ainsi, à une altitude donnée, la hauteur d'échelle correspondant à une forte température peut être inférieure à celle correspondant à une température plus faible. Pour illustrer cet aspect, la figure 4 donne les hauteurs d'échelle H en fonction de la température de la thermopause pour diverses altitudes. L'examen de cette figure montre qu'il y a un accroissement systématique de H pour les faibles températures ^[10]. Dès lors, contrairement à ce qui est souvent affirmé dans la littérature, la hauteur d'échelle atmosphérique augmente avec la décroissance de l'activité solaire pour des altitudes supérieures à 400 km.

3.- Le gradient de la hauteur d'échelle atmosphérique.

D'après les figures 3 et 4, il apparaît clairement que la hauteur d'échelle atmosphérique est loin d'être constante avec l'altitude. Dès lors, il est utile d'étudier le comportement du gradient $\beta = dH/dz$ qui s'écrit,

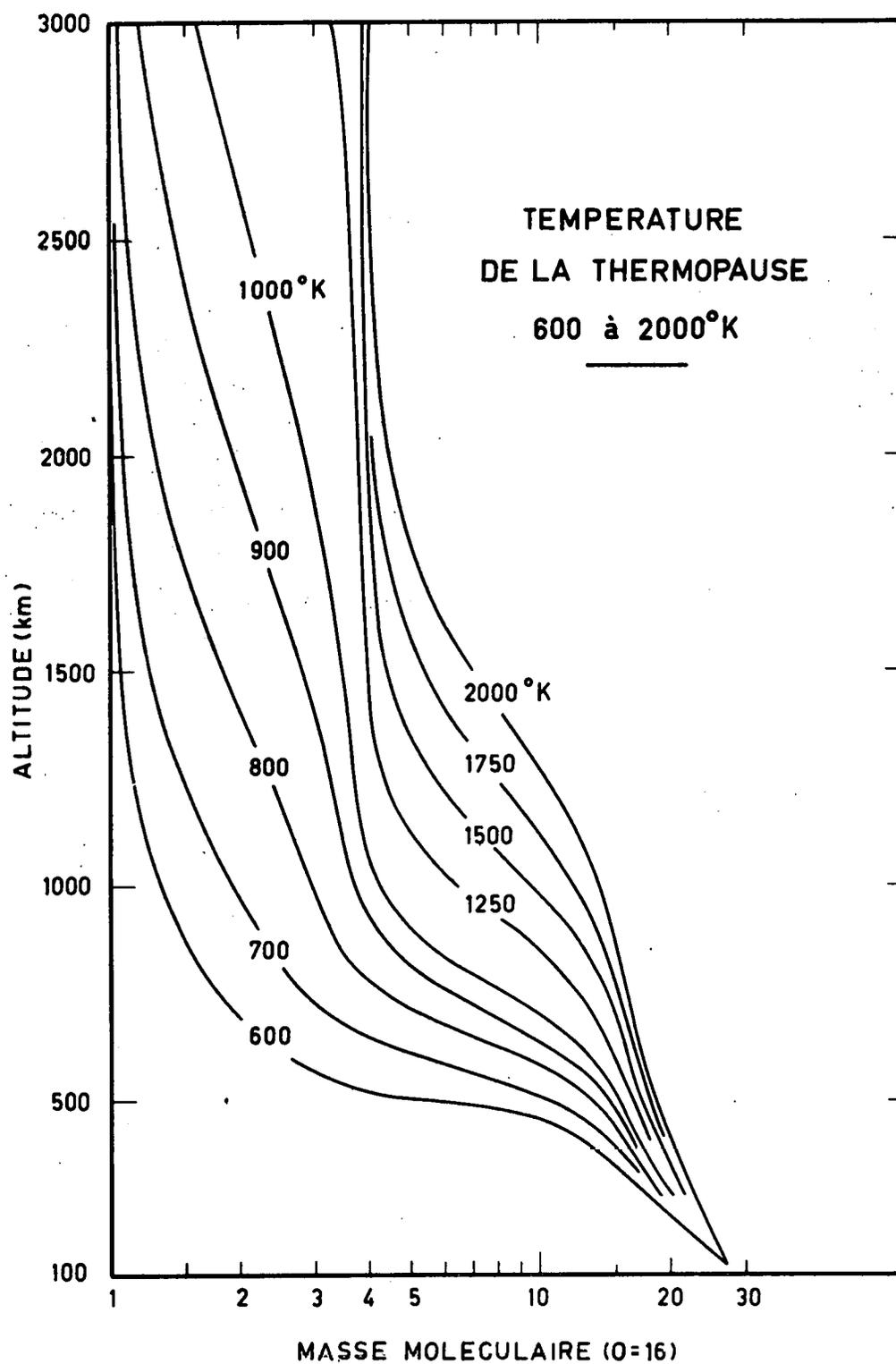


Fig. 2.- Distribution verticale de la masse moléculaire moyenne pour des températures de la thermopause comprises entre 600°K et 2000°K.

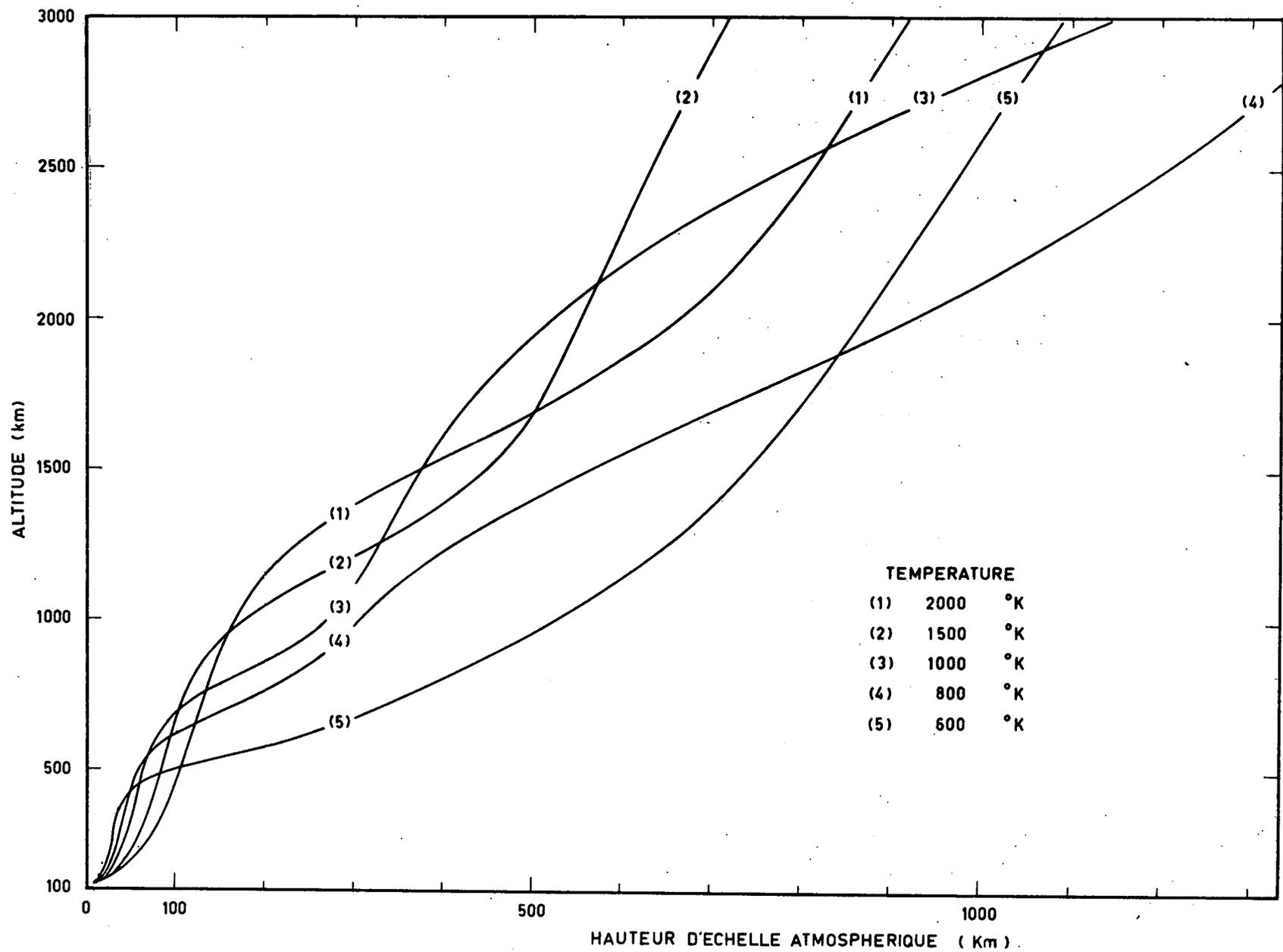


Fig. 3.- Hauteurs d'échelle H entre 120 km et 3000 km d'altitude pour diverses températures de la thermopause.

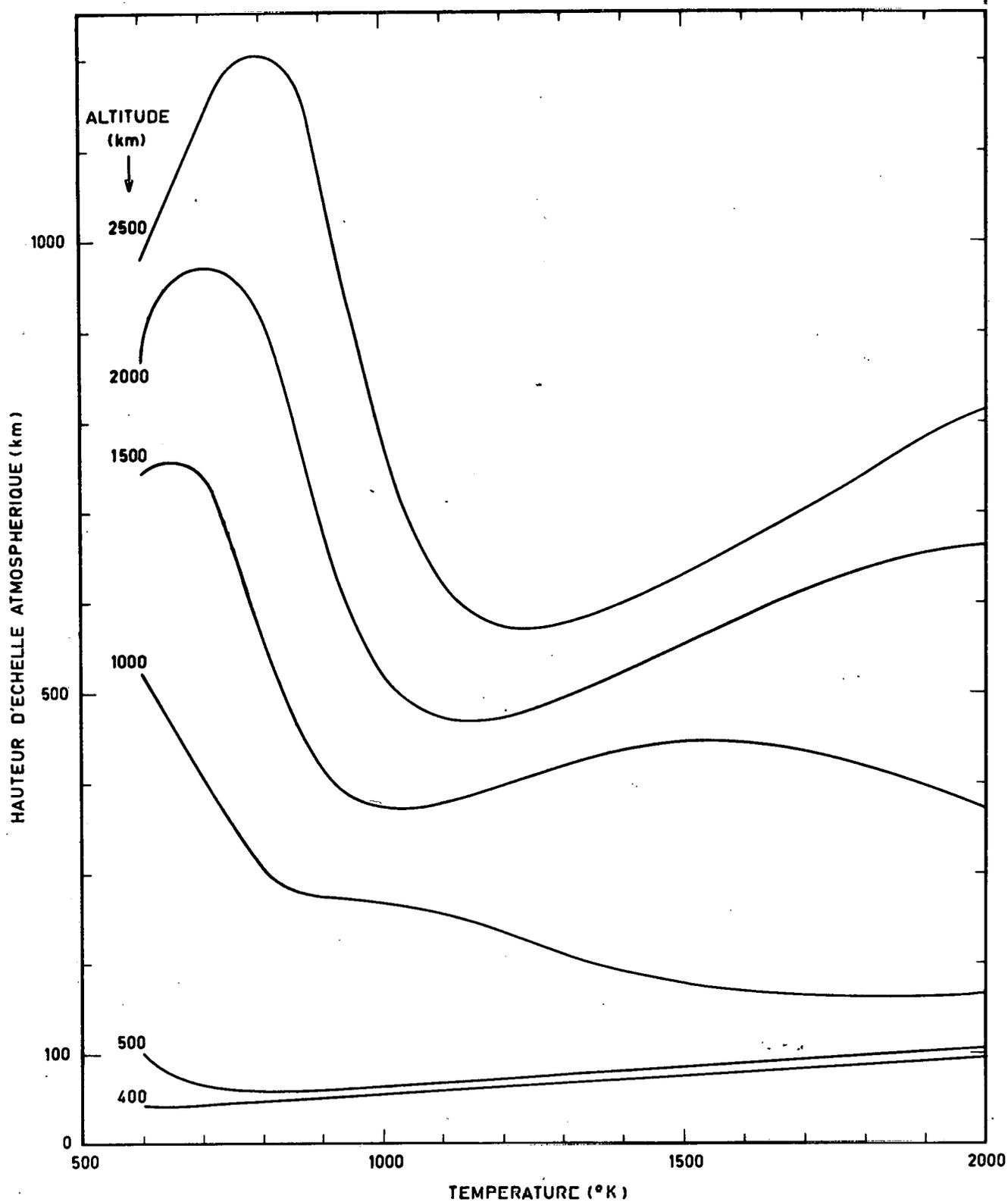


Fig. 4.- Distribution des hauteurs d'échelle H en fonction de la température de la thermopause pour diverses altitudes comprises entre 400 km et 2500 km.

d'après la relation (2), sous la forme :

$$\beta = H \left[\frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} - \frac{1}{g} \frac{dg}{dz} \right] . \quad (5)$$

Comme nous ne disposons pas d'une expression analytique de la température en fonction de l'altitude, le gradient β doit être calculé par différences finies des hauteurs d'échelle dans la thermosphère. Toutefois, dans l'atmosphère isotherme soumise à la diffusion, nous pouvons établir une expression permettant de calculer β à une altitude donnée. Dans ce cas, en tenant compte de la variation de g pour une terre sphérique, l'expression (5) s'écrit :

$$\beta = H \left[- \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} + \frac{2}{a+z} \right] , \quad (6)$$

a étant un niveau de référence mesuré depuis le centre de la terre et z étant l'altitude au-dessus de ce niveau. D'après la relation (4), nous obtenons le gradient de la masse moléculaire moyenne sous la forme :

$$\frac{dm}{dz} = \frac{1}{n} \frac{d\rho}{dz} - \frac{\rho}{n^2} \frac{dn}{dz} , \quad (7)$$

ρ et n étant respectivement la densité totale et la concentration totale. Or, dans une atmosphère isotherme en équilibre de diffusion, nous pouvons écrire que :

$$\frac{dn}{dz} = \sum \frac{dn_i}{dz} = - \sum \frac{n_i}{H_i} \quad (8a)$$

et

$$\frac{d\rho}{dz} = \sum m_i \frac{dn_i}{dz} = - \sum \frac{\rho_i}{H_i} . \quad (8b)$$

La sommation s'étend à tous les éléments distribués verticalement suivant leur propre hauteur d'échelle H_i . Dès lors, l'expression (6) de β s'écrit sous la forme suivante :

$$\beta = H \left[\frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_i}{H_i} - \frac{1}{n} \sum \frac{n_i}{H_i} + \frac{2}{a+z} \right]. \quad (9)$$

Nous avons représenté à la figure 5, les distributions verticales de β calculées d'après la formule (9) pour des températures de la thermopause comprises entre 700°K et 2000°K. Tout d'abord, il faut remarquer que β atteint et dépasse même des valeurs de l'ordre de 0,6 quelle que soit la température de la thermopause. Ces valeurs très élevées sont dues uniquement au processus de diffusion alors qu'à 150 km un gradient de hauteur d'échelle de 0,6 correspond à un gradient de température de l'ordre de 20°K/km. D'autre part, on constate qu'entre 500 km et 1500 km, les valeurs les plus élevées de β apparaissent pour les faibles températures. Cette augmentation est due à la diminution très rapide de la masse moléculaire (voir fig. 2) pour les basses températures de la thermopause. Finalement, pour une température déterminée, la distribution verticale de β passe au moins par un maximum entre 500 km et 3000 km. Afin de déterminer la position de ces valeurs maximales, il faut examiner le comportement de la dérivée de β par rapport à l'altitude. En dérivant (6), nous obtenons :

$$\beta' = \beta \left[-\frac{1}{m} \frac{dm}{dz} + \frac{2}{a+z} \right] + H \left[\frac{1}{m^2} \left(\frac{dm}{dz} \right)^2 - \frac{1}{m} \frac{d^2m}{dz^2} - \frac{2}{(a+z)^2} \right]. \quad (10)$$

Pour expliciter cette formule, il faut encore dériver une fois l'expression (7), en notant que, d'après (8a) et (8b),

$$\frac{d^2n}{dz^2} = -\frac{2}{a+z} \sum \frac{n_i}{H_i} - \sum \frac{n_i}{H_i^2} \quad (11a)$$

et

$$\frac{d^2\rho}{dz^2} = -\frac{2}{a+z} \sum \frac{\rho_i}{H_i} - \sum \frac{\rho_i}{H_i^2}. \quad (11b)$$

Après un calcul simple mais assez long, nous pouvons finalement écrire (10) sous la forme suivante :

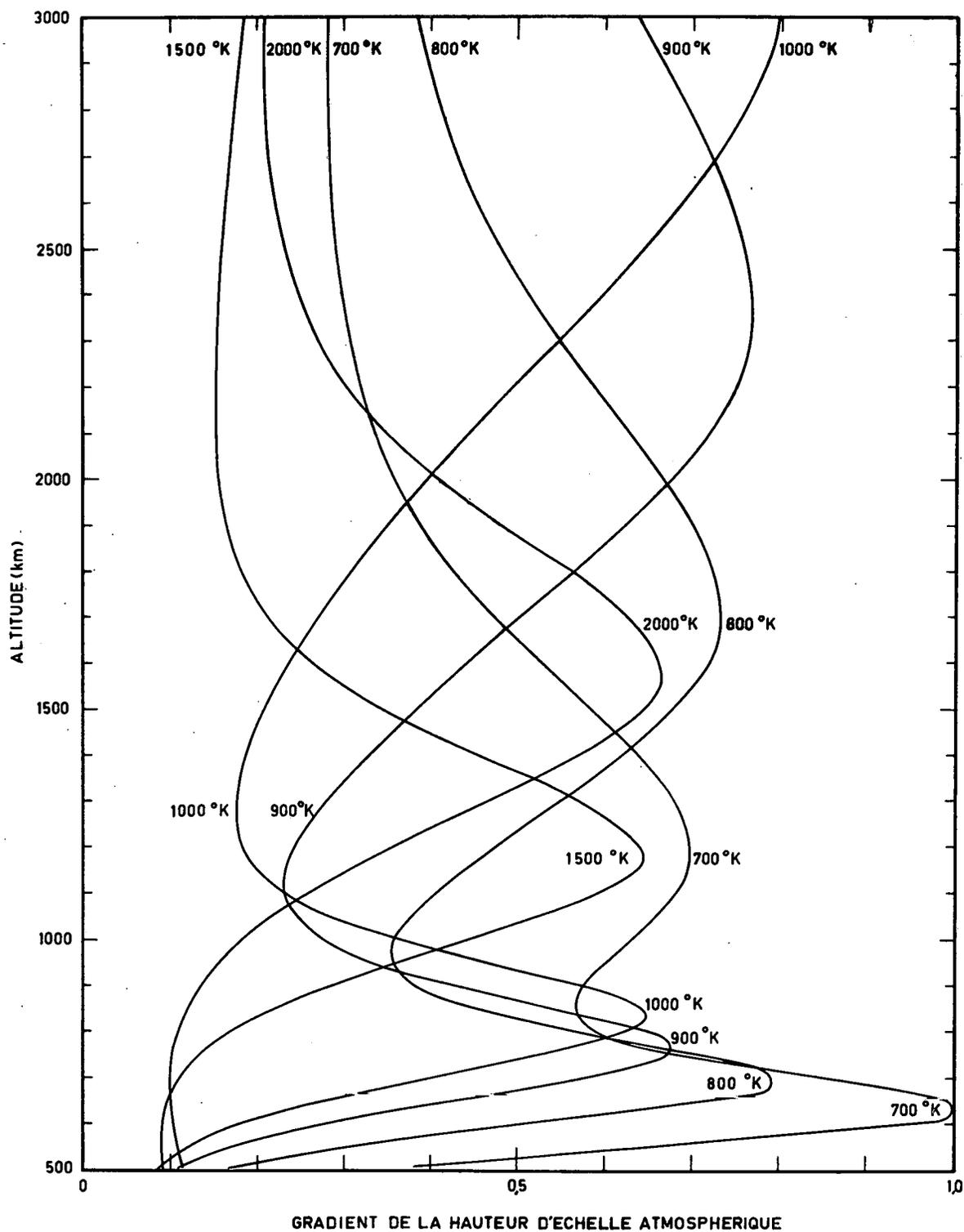


Fig. 5.- Distribution verticale du gradient $\beta = dH/dz$ pour des températures de la thermopause comprises entre 700°K et 2000°K.

$$\frac{\beta'}{H} = \frac{2}{\rho^2} \sum \frac{\rho_i}{H_i} \sum \frac{\rho_i}{H_i} - \frac{2}{\rho n} \sum \frac{\rho_i}{H_i} \sum \frac{n_i}{H_i} + \frac{2}{a+z} \left[\frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_i}{H_i} - \frac{1}{n} \sum \frac{n_i}{H_i} \right]$$

$$+ \frac{1}{n} \sum \frac{n_i}{H_i^2} - \frac{1}{\rho} \sum \frac{\rho_i}{H_i^2} + \frac{2}{(a+z)^2} \quad (12)$$

En appliquant la formule (12) à deux éléments et en négligeant les termes en $2/(a+z)$, qui proviennent de la faible variation avec l'altitude de l'accélération due à la pesanteur, on constate que le gradient β passe par un maximum lorsque la relation

$$\rho_1^2 \left(3\rho_2 m_2 + n_2 m_1^2 - 3\rho_2 m_1 \right) + \rho_1 \left(3\rho_2^2 m_1 - 3\rho_2^2 m_2 - \rho_2 n_1 m_2^2 - \rho_2 n_2 m_1^2 \right)$$

$$+ \rho_2^2 n_1 m_2^2 = 0 \quad (13)$$

est vérifiée.

Cette équation du second degré en ρ_1 admet la solution :

$$\rho_1 = \rho_2 \quad (14)$$

correspondant à l'égalité des densités des deux constituants.

La seconde solution n'est pas acceptable physiquement car elle implique $m_1 - m_2 = 0$ alors que nous considérons deux éléments de masses différentes.

Dès lors, si nous envisageons l'hétérosphère au-dessus de 500 km comme étant formée de deux régions, l'une où l'oxygène atomique et l'hélium dominant, l'autre où l'hélium et l'hydrogène sont les éléments prépondérants, le gradient β passe par un premier maximum lorsque $\rho(0) = \rho(\text{He})$ et par un second maximum lorsque $\rho(\text{He}) = \rho(\text{H})$. La figure 6 nous donne ainsi l'altitude des valeurs maximales de β en fonction de la température de la thermopause. Il faut remarquer que la position du second maximum, déterminée d'après la

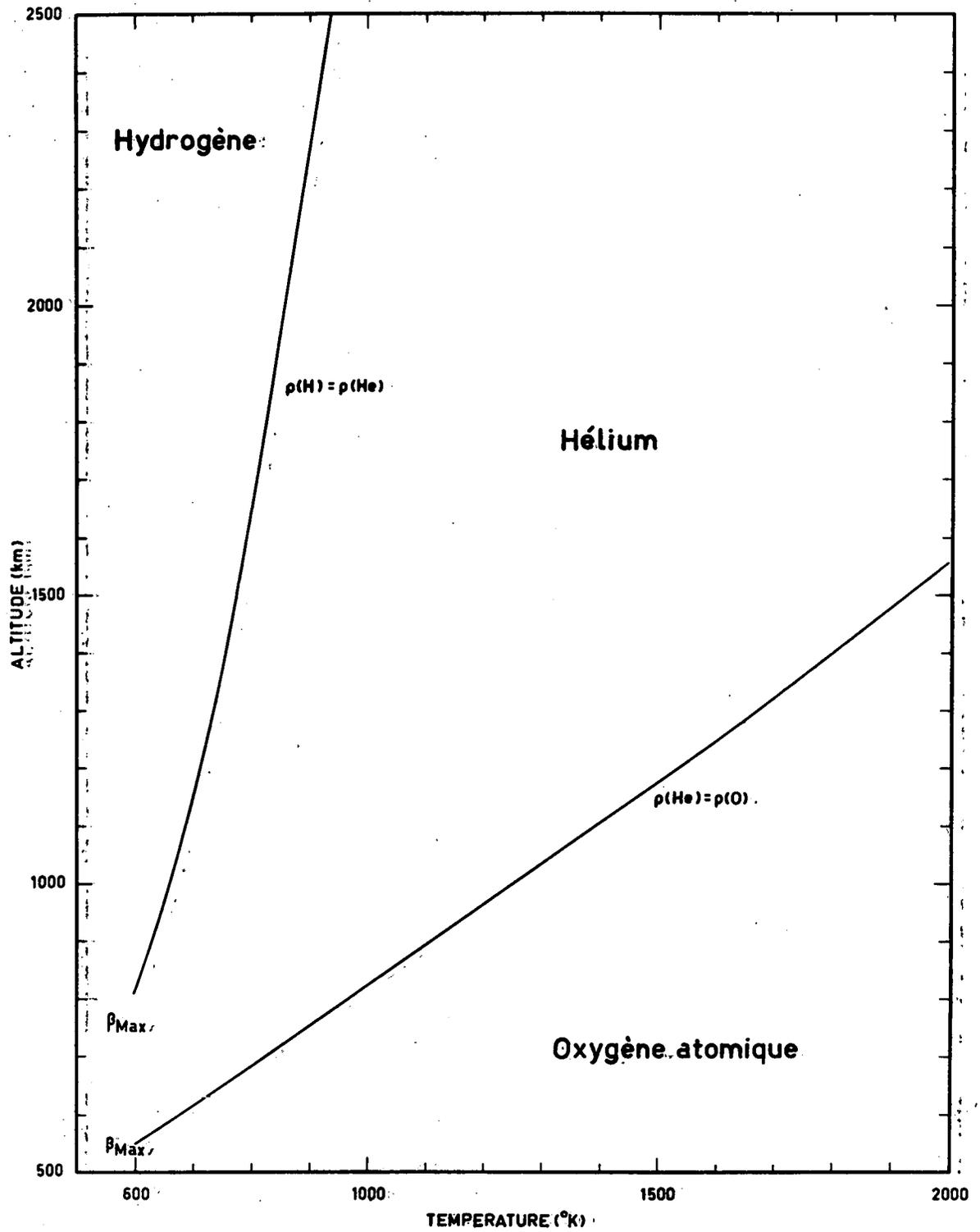


Fig. 6.- Altitude des maxima du gradient de la hauteur d'échelle atmosphérique en fonction des températures de la thermopause.

figure 6, est légèrement moins précise aux altitudes supérieures à 1500 km, car dans l'élaboration de la formule (14) nous avons négligé les termes en $2/a + z$ qui doivent être multipliés par H pour obtenir β' . D'autre part, l'examen de la figure 6 montre aussi que la ceinture d'hélium ne disparaît pas au cours d'un minimum d'activité solaire, mais qu'elle est moins épaisse et située à des altitudes plus basses.

4.- Relation entre H et H_ρ .

Après l'analyse du comportement de la hauteur d'échelle atmosphérique H et de son gradient β , il faut déduire la hauteur d'échelle H_ρ que l'on associe à la détermination de la densité basée sur l'observation des variations de la période de rotation des satellites artificiels.

En utilisant les relations (1) et (3) ainsi que les équations, $p = nkT$ et $\rho = nm$, nous écrivons les variations de pression et de densité respectivement sous la forme :

$$\frac{dp}{p} = \frac{dn}{n} + \frac{dT}{T} = - \frac{dz}{H} \quad (15)$$

et

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{dn}{n} + \frac{dm}{m} = - \frac{dz}{H_\rho} \quad (16)$$

D'après la définition (2) de la hauteur d'échelle atmosphérique nous obtenons la relation :

$$\frac{\beta}{H} = \frac{1}{T} \frac{dT}{dz} - \frac{1}{m} \frac{dm}{dz} + \frac{2}{a+z} \quad (17)$$

En employant (15) et (16), l'expression (17) donne la relation suivante entre H et H_ρ :

$$H_\rho = \frac{H}{1 + \beta - \frac{2H}{a+z}} \quad (18)$$

La formule (18) est valable dans la thermosphère aussi bien que dans l'atmosphère isotherme. Comme le gradient de hauteur d'échelle β est toujours plus grand ou égal à $2H/a+z$, la hauteur d'échelle H_ρ ne sera jamais supérieure à la hauteur d'échelle atmosphérique H . Le tableau II donne le rapport H/H_ρ pour quelques températures de la thermopause.

TABLEAU II : Rapport H/H_ρ entre 150 km et 3000 km.

z (km)	Températures (°K)				
	2000	1500	1000	800	600
150	1,62	1,43	1,26	1,19	1,13
200	1,31	1,21	1,12	1,10	1,09
250	1,19	1,14	1,10	1,09	1,08
300	1,15	1,12	1,09	1,08	1,06
350	1,12	1,10	1,08	1,06	1,08
400	1,11	1,09	1,07	1,06	1,19
450	1,10	1,08	1,06	1,09	1,50
500	1,08	1,07	1,07	1,15	2,00
600	1,07	1,06	1,16	1,47	2,16
700	1,06	1,08	1,37	1,75	1,68
800	1,07	1,13	1,58	1,50	1,58
900	1,09	1,25	1,51	1,30	1,54
1000	1,14	1,40	1,30	1,27	1,47
1500	1,55	1,23	1,11	1,53	1,11
2000	1,25	1,02	1,27	1,45	1,02
2500	1,05	1,02	1,47	1,21	1,00
3000	1,01	1,03	1,56	1,08	1,00

En atmosphère isotherme, les deux hauteurs d'échelle H et H_ρ sont très voisines lorsque la densité totale est pratiquement égale à celle du constituant principal. La figure 7 donne les hauteurs d'échelle H et H_ρ entre 150 km et 500 km d'altitude pour trois températures de la thermopause.

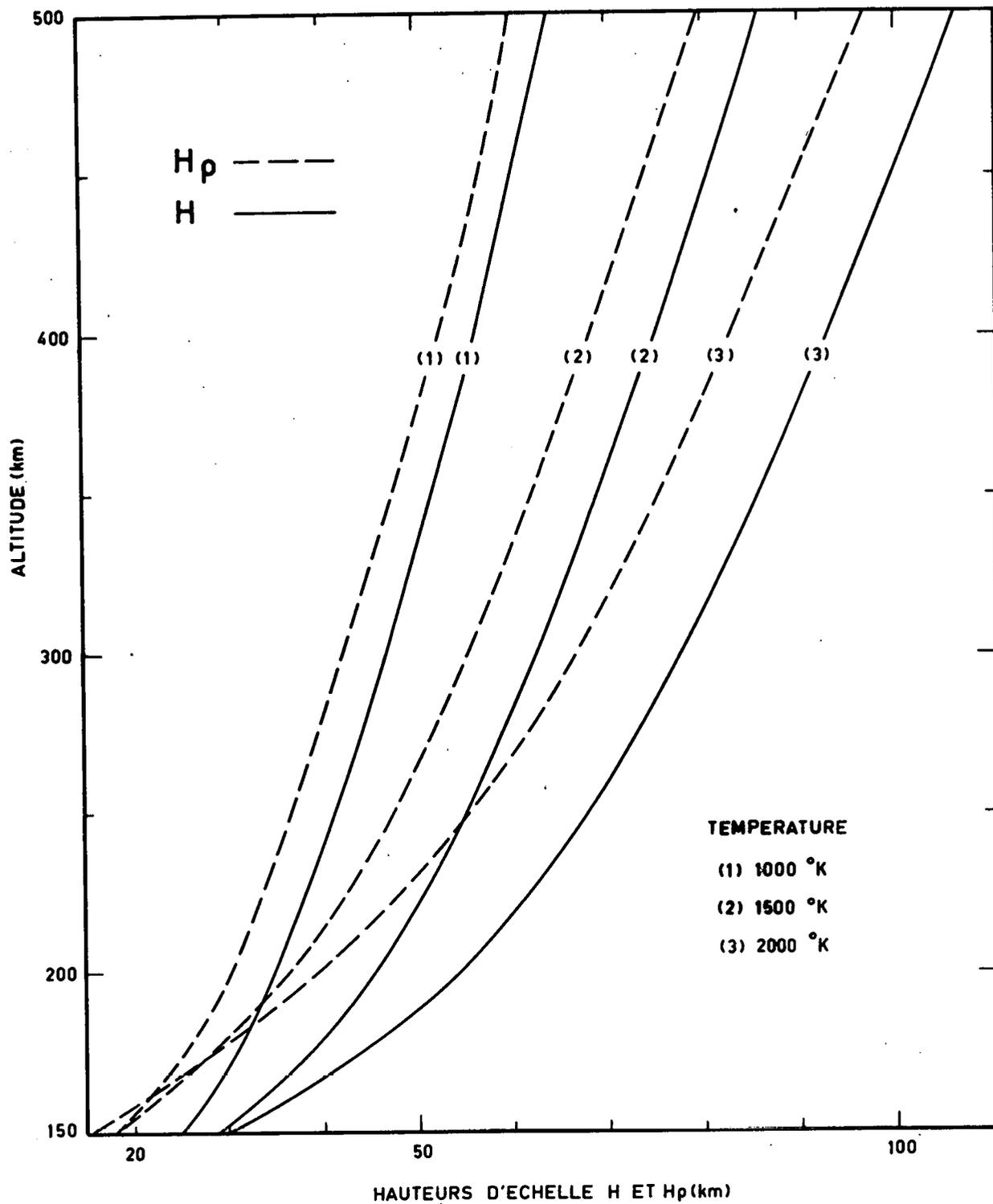


Fig. 7.- Distribution verticale des hauteurs d'échelle H et H_p pour les températures de la thermopause de 1000°K, 1500°K et 2000°K.

Bien que H_ρ soit toujours inférieur à H , on constate que les deux courbes ont approximativement la même pente entre 200 km et 500 km. Dès lors, les gradients de H et H_ρ doivent être du même ordre de grandeur dans ce domaine de l'hétérosphère.

5.- Le gradient de la hauteur d'échelle H_ρ .

D'après la formule (18) nous obtenons pour le gradient $\beta_\rho = dH_\rho/dz$ l'expression suivante :

$$\beta_\rho = \frac{\beta}{1 + \beta - \frac{2H}{a+z}} \left[1 - H_\rho \left(\frac{\beta'}{\beta} + \frac{2H}{\beta(a+z)^2} - \frac{2}{a+z} \right) \right]. \quad (19)$$

Cette expression est valable dans toute l'hétérosphère. Cependant, nous ne l'appliquons qu'au-dessus de la thermopause, où la formule (12) donnant β' , établie pour une atmosphère isotherme, peut être utilisée. Dans la thermosphère, β_ρ doit être calculé par différences finies.

L'expression (19) montre que le gradient β_ρ peut être supérieur au gradient β ; c'est pourquoi nous avons représenté aux figures 8 à 12 les distributions verticales de β et β_ρ entre 150 km et 3000 km pour les températures de 2000°K, 1500°K, 1000°K, 800°K et 600°K. L'examen de ces figures indique que le gradient β_ρ est supérieur au gradient β principalement dans les domaines où la dérivée β' est négative. Tout comme le gradient β de la hauteur d'échelle atmosphérique, β_ρ peut atteindre des valeurs très élevées dans l'atmosphère isotherme. Dès lors, une analyse semblable à celle de May^[12], utilisée pour déterminer la hauteur d'échelle atmosphérique à partir de H_ρ , doit être considérée avec prudence, car elle est basée implicitement sur l'hypothèse que le gradient β est toujours supérieur à β_ρ . Afin d'obtenir une vue d'ensemble, le tableau III donne les paramètres H , β , H_ρ et β_ρ dans les divers domaines de l'hétérosphère où se situent les périgées des principaux satellites artificiels. Ce tableau indique bien les difficultés que l'on rencontre lors d'une analyse précise des variations des périodes des satellites artificiels. En effet, il n'est pas admissible d'utiliser une hauteur d'échelle constante avec l'altitude;

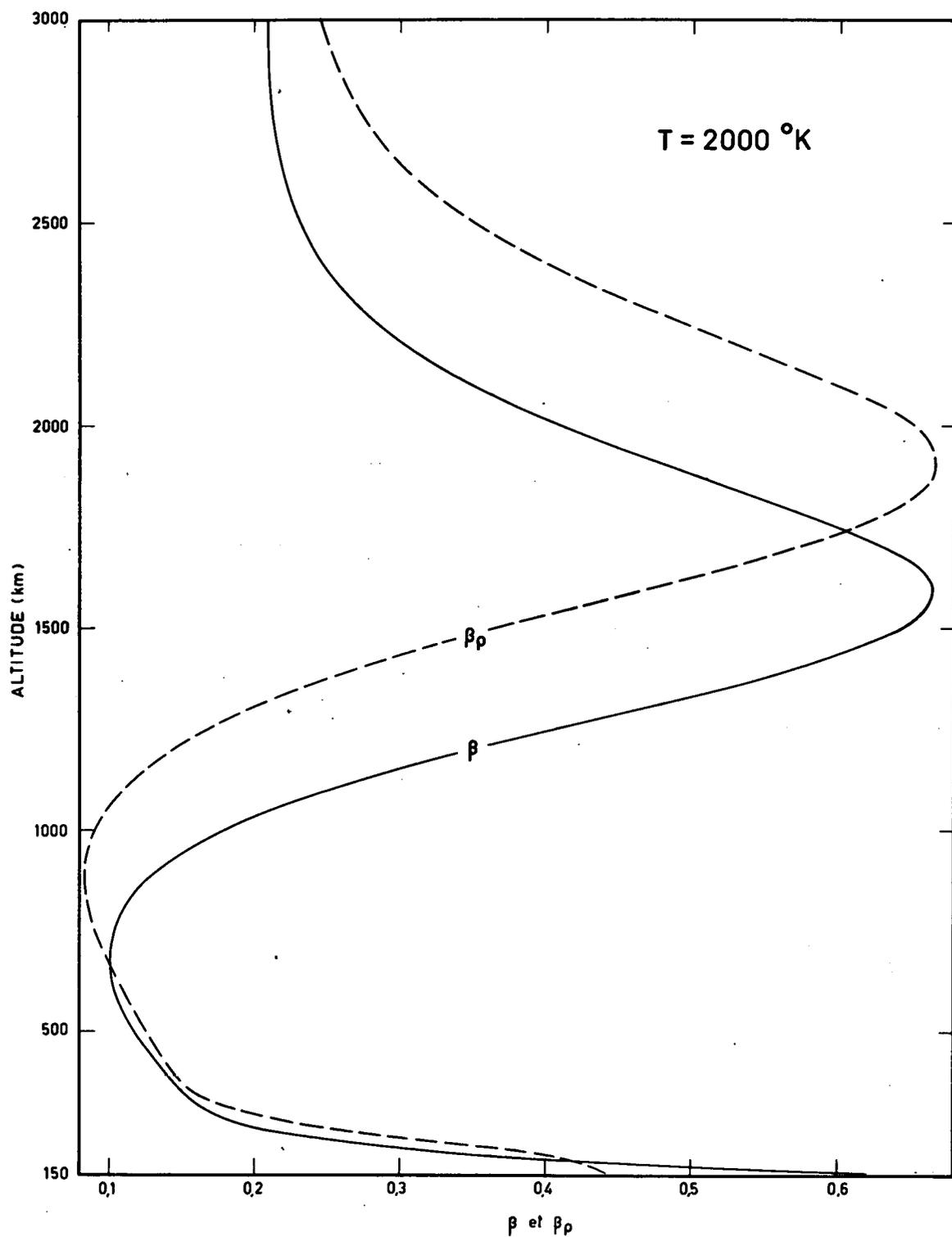


Fig. 8.- Distribution verticale des gradients β et β_ρ pour une température de la thermopause de 2000°K .

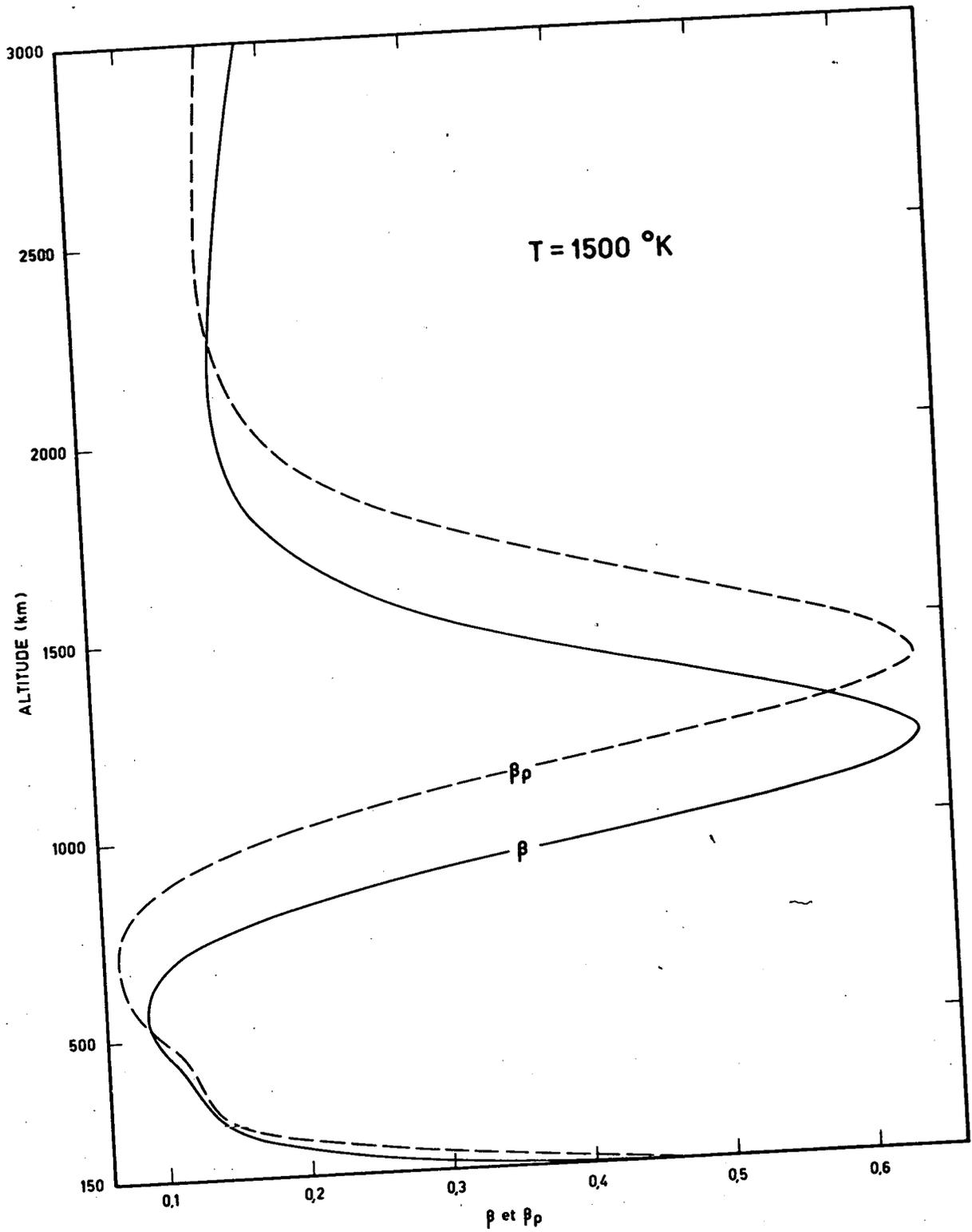


Fig. 9.- Distribution verticale des gradients β et β_ρ pour une température de la thermopause de 1500°K .

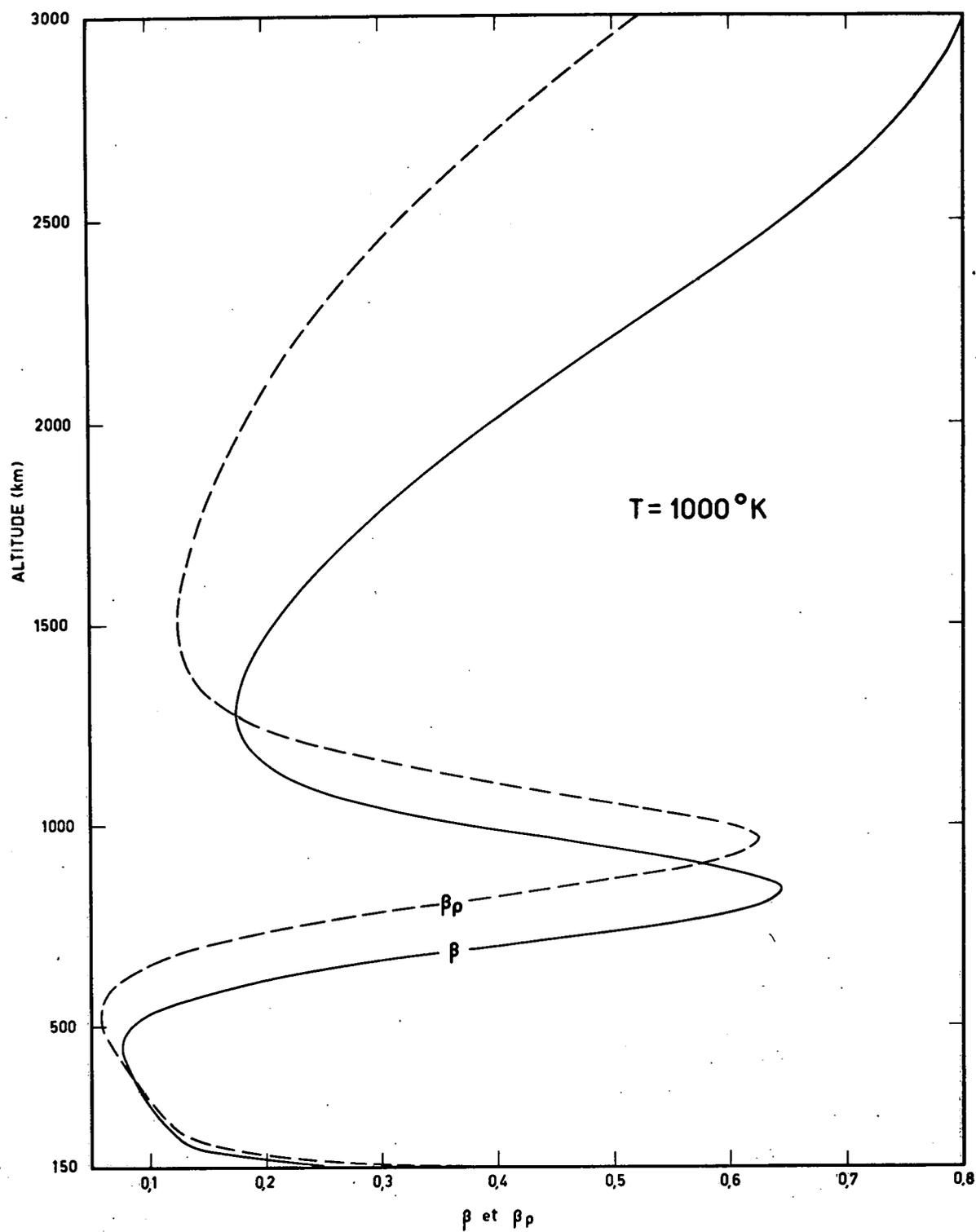


Fig. 10.- Distribution verticale des gradients β et β_ρ pour une température de la thermopause de 1000°K .

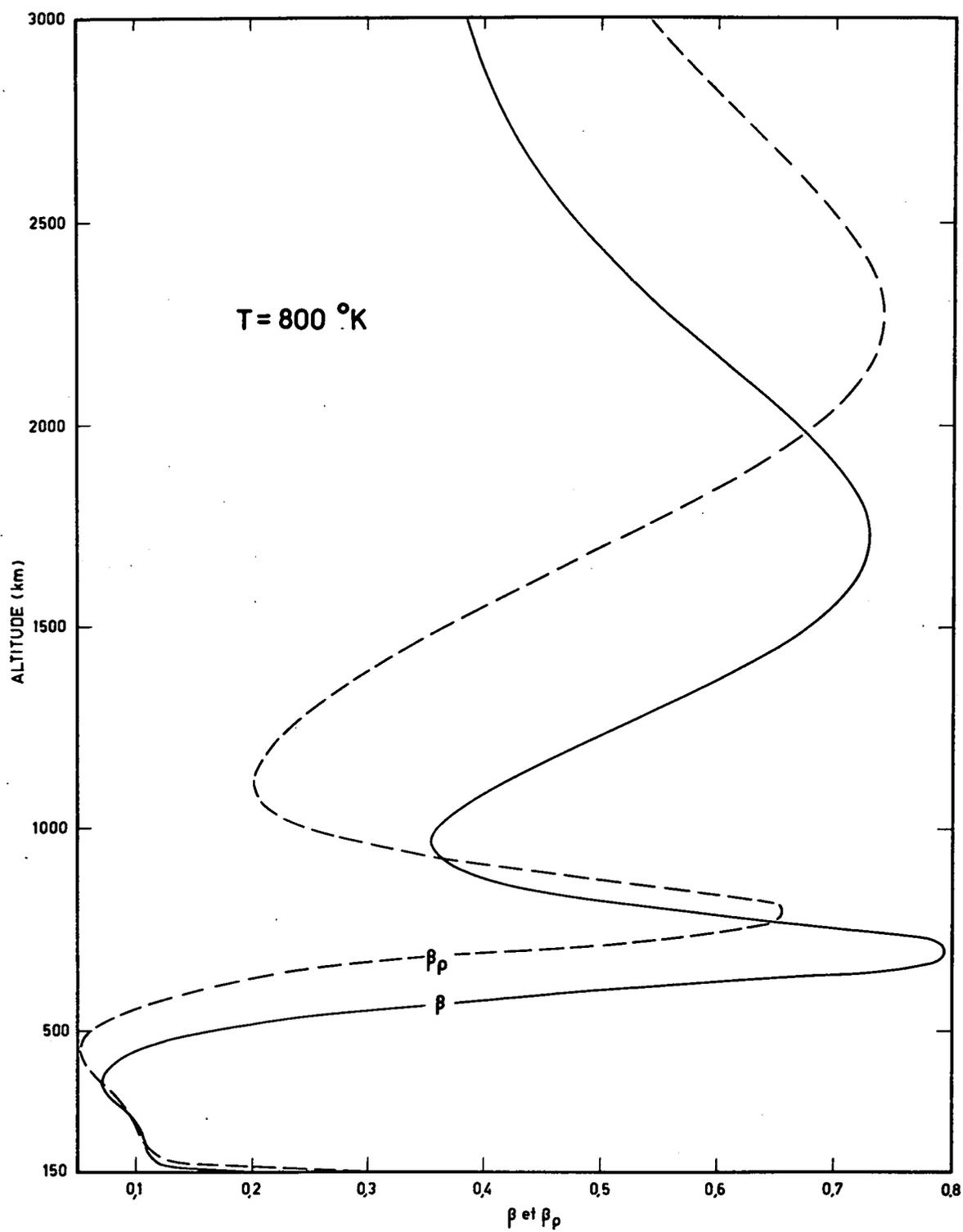


Fig. 11.- Distribution verticale des gradients β et β_ρ pour une température de la thermopause de 800°K .

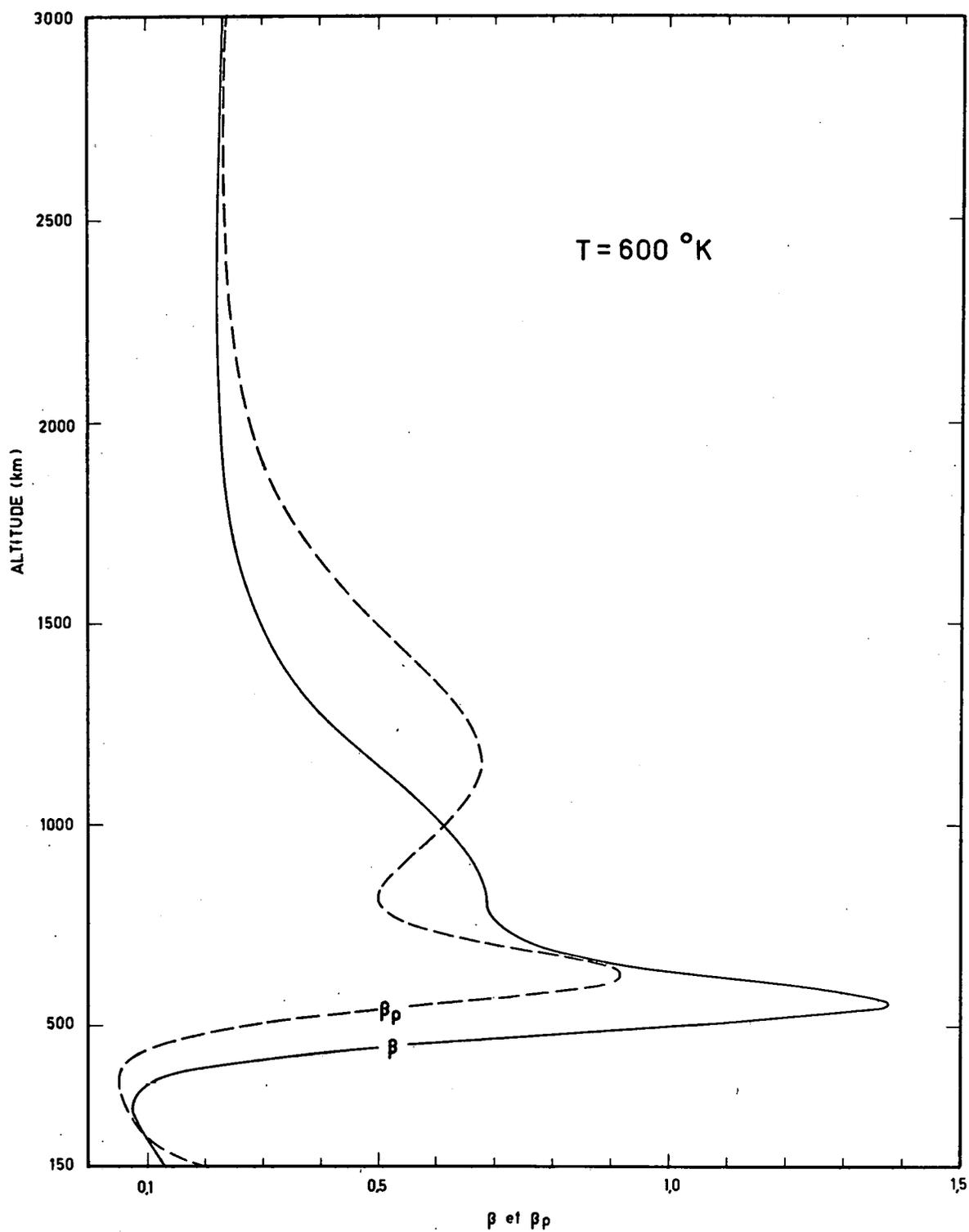


Fig. 12.- Distribution verticale des gradients β et β_ρ pour une température de la thermopause de 600°K.

TABLEAU III.: Distribution verticale des paramètres H , β , H_ρ et β_ρ pour diverses températures de la thermopause.

T = 2000°K					T = 1500°K			
z (km)	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ
200	54	0,33	41	0,39	46	0,22	38	0,28
250	68	0,22	57	0,26	55	0,16	48	0,18
300	78	0,17	68	0,19	62	0,14	56	0,14
350	86	0,15	76	0,16	69	0,12	62	0,13
400	93	0,14	84	0,14	75	0,12	69	0,12
450	100	0,13	90	0,14	80	0,11	74	0,11
500	106	0,11	98	0,11	86	0,09	80	0,10
600	117	0,10	109	0,11	95	0,09	89	0,07
700	127	0,10	119	0,10	104	0,11	96	0,07
800	138	0,11	128	0,09	118	0,16	105	0,07
900	150	0,13	137	0,08	141	0,29	113	0,11
1000	165	0,18	146	0,09	178	0,44	128	0,18

T = 1000°K					T = 900°K			
z (km)	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ
200	35	0,13	31	0,16	32	0,12	29	0,14
250	41	0,11	37	0,11	38	0,11	35	0,10
300	47	0,11	43	0,11	43	0,10	40	0,10
350	52	0,09	48	0,10	48	0,08	45	0,09
400	56	0,08	53	0,08	52	0,07	49	0,07
450	60	0,07	57	0,07	56	0,08	52	0,05
500	64	0,09	60	0,06	60	0,11	55	0,06
600	76	0,18	66	0,07	78	0,28	62	0,10
700	104	0,40	76	0,15	122	0,59	78	0,25
800	158	0,63	100	0,34	188	0,65	118	0,53
900	221	0,58	146	0,57	243	0,43	178	0,61
1000	269	0,37	207	0,59	277	0,27	231	0,40

TABLEAU III (suite) : Distribution verticale des paramètres H , β , H_ρ et β_ρ
pour diverses températures de la thermopause.

z (km)	T = 800°K				T = 700°K			
	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ	H (km)	β	H_ρ (km)	β_ρ
200	30	0,11	27	0,12	27	0,10	24	0,10
250	35	0,10	32	0,10	32	0,10	29	0,09
300	40	0,09	37	0,10	37	0,08	34	0,09
350	44	0,08	42	0,08	40	0,07	38	0,07
400	48	0,07	45	0,06	44	0,09	41	0,05
450	52	0,10	48	0,05	51	0,18	44	0,06
500	59	0,17	51	0,06	64	0,37	48	0,10
600	90	0,50	61	0,17	132	0,95	69	0,38
700	158	0,79	90	0,44	228	0,84	128	0,75
800	227	0,56	151	0,65	296	0,59	196	0,54
900	272	0,38	208	0,43	352	0,58	238	0,33
1000	307	0,36	241	0,25	411	0,63	272	0,34

de plus, lorsque les gradients β et β_ρ sont considérés comme constants pour un domaine déterminé de l'hétérosphère, on doit tenir compte des différences apparaissant dans les valeurs absolues en fonction de la température de la thermopause.

6.- Conclusion.

Pour établir la distribution verticale de la hauteur d'échelle atmosphérique dans l'hétérosphère, il faut disposer simultanément des trois paramètres fondamentaux : densité, concentration et température. Lorsque d'un résultat d'observation fournissant une valeur de la hauteur d'échelle, on déduit la température, on fait trop souvent une hypothèse arbitraire sur la masse moléculaire moyenne qui dépend en fait de la température thermosphérique. D'ailleurs,

à un niveau fixé au-dessus de la thermopause, la masse moléculaire moyenne décroît de plus en plus rapidement pour les faibles températures, ce qui provoque une augmentation de la hauteur d'échelle atmosphérique lorsque l'activité solaire diminue.

Par suite de l'effet prépondérant de la diffusion dans l'hétérosphère supérieure, la hauteur d'échelle atmosphérique H présente une variation considérable avec l'altitude. Ainsi, le gradient $\beta = dH/dz$ atteint, au-dessus de 500 km, c'est-à-dire dans une atmosphère isotherme, des valeurs plus élevées que celles existant dans la thermosphère où le chauffage ultraviolet solaire provoque des gradients de température très élevés. Enfin, le gradient β prend, dans l'hétérosphère isotherme, les valeurs maximales aux niveaux où les densités des constituants principaux sont égales : $\rho(O) = \rho(He)$ et $\rho(He) = \rho(H)$.

La hauteur d'échelle H_ρ associée à la densité totale présente un comportement général analogue à celui de la hauteur d'échelle atmosphérique H . Toutefois, H n'est jamais inférieur à H_ρ . La relation entre ces deux paramètres n'implique cependant pas que le gradient β soit supérieur au gradient β_ρ . En fait, la valeur du gradient β de la hauteur d'échelle atmosphérique n'est jamais supérieure à celle du gradient β_ρ dans la thermosphère, car le gradient β_ρ dépend de la dérivée du gradient β .

REFERENCES.

- [1] Chapman, S., Scale times and scale lengths of variables : with geomagnetic and ionospheric illustrations, Proc. Phys. Soc., 77, 424-432, 1961.
- [2] Nicolet, M., Contribution à l'étude de la structure de l'ionosphère, Institut Royal Météorologique, Mémoires, vol. XIX, 1945, 162 pages.
- [3] Groves, G.V., Effect of the earth's equatorial bulge on the life-time of artificial satellites and its use in determining atmospheric scale heights, Nature, 181, 1055, 1958.
- [4] Lidov, M.L., Determination of the atmospheric density by the observed drag of the first Sputniks, Iskusstvennye Sputniki Zemli, Akad. Nauk SSSR, 1, 9-20, 1958.
- [5] King-Hele, D.G. and Leslie, D.C.M., Effect of air drag on the orbit of the Russian earth satellite 1957 β : comparison of theory and observation, Nature, 181, 1761-1763, 1958.
- [6] Jacchia, L.G., The effect of a variable scale height on determinations of atmospheric density from satellite accelerations, Smith. Contr. Astrophys., 6, 77-79, 1963.
- [7] Nicolet, M., Density of the heterosphere related to temperature, Smith. Contr. Astrophys., 6, 175-187, 1963.
- [8] Nicolet, M., Les variations de la densité et du transport de chaleur par conduction dans l'atmosphère supérieure, p. 46-89 dans : Kallmann-Bijl, H.K. (ed.), Space Research I, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1960.
- [9] Nicolet, M., Structure of the thermosphere, Planet. Sp. Sci., 5, 1-32, 1960.
- [10] Kockarts, G. et Nicolet, M., L'hélium et l'hydrogène atomique au cours d'un minimum d'activité solaire, Ann. Géophys., 19, 1963.
- [11] King-Hele, D.G. and Rees, J.M., Scale height in the upper atmosphere derived from changes in satellite orbits, Proc. Roy. Soc., 270A, 562-587, 1962.
- [12] May, B.R., The estimation of atmosphere scale heights from the contraction of satellite orbits, Planet. Sp. Sci., 11, 633-637, 1963.