

LE PROBLÈME AÉRONOMIQUE DE L'HÉLIUM ET DE L'HYDROGÈNE NEUTRES *

par G. KOCKARTS et M. NICOLET

Centre National de Recherches de l'Espace et Service du Rayonnement de l'Institut Royal Météorologique
3, Avenue Circulaire, Bruxelles 18:

RÉSUMÉ. — *La distribution verticale de l'hélium-4, l'hélium-3, l'hydrogène-2 et l'hydrogène-1 dans la thermosphère est analysée en tenant compte à la fois de la production dans l'atmosphère où le mélange apparaît et de la diffusion permettant la libération au-delà de la thermopause.*

Les valeurs moyennes de la libération de He^3 et de He^4 au cours d'une période undécennale s'étendant de 1951 à 1961 sont de l'ordre respectivement de $3,5 \text{ atomes } He^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ et de $6 \times 10^4 \text{ atomes } He^4 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. De telles valeurs correspondent à la production normale de He^3 et seulement à un pourcent de la génération totale de He^4 dans le manteau et la croûte terrestres. L'effet du cycle solaire sur les taux de libération est tel que leurs rapports varient d'environ 10^5 pour He^4 et 10^4 pour He^3 entre 1954 et 1958.

Les vitesses d'effusion indiquent que les durées de vie à 500 km sont de l'ordre de plusieurs années pour He^4 (11 ans à 1 an pour des températures de 1700 °K à 2000 °K), de moins de 100 jours pour He^3 pour des températures supérieures à 1700 °K et seulement de quelques heures pour l'hydrogène-1 (2 heures à 10 heures pour des températures comprises entre 2000 °K et 1250 °K). Ces diverses durées de vie indiquent que la distribution résultant de la diffusion pour He^4 et He^3 est une distribution d'équilibre dans toute l'hétérosphère, tandis que la distribution de l'hydrogène atomique ne correspond à l'équilibre de diffusion qu'au delà de 500 km.

La concentration de l'hélium-4 au-dessus de la thermopause est suffisante pour réduire à 750 km la masse moléculaire moyenne à moins de 16. La ceinture d'hélium est soumise à des variations dépendant du niveau du début de l'équilibre de diffusion et du flux de libération admis pour l'hydrogène. Sa limite inférieure atteint les altitudes les plus faibles lorsque la température est la plus basse et sa limite supérieure atteint les altitudes les plus élevées lorsque la température est la plus forte.

Le niveau auquel commence l'équilibre de diffusion de He^4 peut varier suivant les circonstances atmosphériques dans la région de 100 km à 120 km ; la descente du niveau de diffusion de 115 km à 110 km et de 110 km à 105 km correspond respectivement à environ 15 jours et 30 jours. Quelles que soient les conditions que l'on applique à la turbopause, la concentration de He^4 à 120 km peut être fixée à $(1,25 \pm 0,75) \times 10^7 \text{ atomes cm}^{-3}$ et conduit à une concentration 10 fois moindre à 500 km.

La concentration relative de l'hydrogène atomique dans la thermosphère dépend de la vitesse de diffusion pouvant exister dans la région de mélange de 100 km à 120 km. Une vitesse de quelques cm sec^{-1} conduit à une distribution verticale dans la thermosphère inférieure analogue à celle des constituants principaux de l'atmosphère. Dans la thermosphère supérieure, la distribution verticale dépend d'un gradient de hauteur d'échelle limité par le flux que la diffusion peut supporter dans la région de mélange.

En adoptant une concentration $n(H) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ à 100 km, correspondant à un flux de diffusion de $2,5 \times 10^7 \text{ atomes cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ et à un total de $10^{12} \text{ atomes cm}^{-2}$ entre 120 km et 200 km, on obtient les concentrations absolues de $n(H)$ à tous les niveaux jusqu'à 3000 km. Ainsi, $n(H) = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ à 500 km pour une température de la thermopause égale à 1200 °K et $n(H) = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ si la température atteint 2000 °K. L'hydrogène atomique atteint l'équilibre de diffusion vers 500 km et à partir de ce niveau la concentration décroît lentement avec l'altitude. A 3000 km, si la température est encore de l'ordre de 1200 °K, $n(H) = 2,5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, alors que la concentration passe de 10^7 cm^{-3} à 100 km à 10^4 cm^{-3} à 500 km.

ABSTRACT. — *The vertical distribution of helium-4, helium-3, hydrogen-2 and hydrogen-1, in the thermosphere has been investigated, taking account of the various production rates in the mixing region and different escape rates above the thermopause.*

The average escape during an eleven-year period from 1951 to 1961 is about $3.5 He^3 \text{ atoms cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ and $6 \times 10^4 He^4 \text{ atoms cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, corresponding to the atmospheric production of He^3 and to 1 percent of the generation rate of He^4 in the earth's crust and mantle. The effect of the solar cycle on the escape rates is such that their ratios reach 10^5 for He^4 and 10^4 for He^3 between 1954 and 1958.

The effusion velocities lead, at 500 km, to life-times of the order of several years for He^4 (11 years to 1 year for temperatures between 1700 °K and 2000 °K), of less than 100 days for He^3 for temperatures higher than 1700 °K and of a few hours for H^1 (2 hours to 10 hours for temperatures between 2000 °K and 1250 °K). These

(*) Présenté au troisième symposium de C. O. S. P. A. R., Washington, mai 1962.

various lifetimes lead to a normal diffusion-distribution of He^4 and He^3 in the thermosphere and above the thermopause in almost all circumstances while the vertical distribution of atomic hydrogen and its concentration above the thermopause is subject to variations depending on the temporal variation of the temperature.

The concentration of helium-4 above the thermopause is such that the mean molecular mass at 750 km is less than 16, i. e. less than the mass of atomic oxygen. The helium belt is subject to variations depending on the diffusion level and on the escape flow of atomic hydrogen. Its effective lower boundary reaches lowest altitudes when the thermopause temperature decreases and its upper boundary reaches highest altitudes when the temperature increases.

The diffusion level of He^4 may vary according to various atmospheric conditions in the 100-120 km region since the descent of the diffusion level from 115 km to 110 km, and from 110 km to 105 km, requires about 15 days and 30 days, respectively. In any case, diffusion conditions related to the level of the turbopause shows that the concentration $n(\text{He}^4)$ at 120 km should be $(1.25 \pm 0.75) \times 10^7$ atoms cm^{-3} leading to exactly a factor of 10 less at 500 km for thermopause temperatures between 2000 °K and 1000 °K.

The relative concentration of atomic hydrogen in the thermosphere depends on the possible maximum velocity of diffusion in the 100-120 km region which is a few cm sec^{-1} . Its vertical distribution approximates a mixing distribution in the lower thermosphere and depends in the upper thermosphere on a scale height gradient limited by an escape flow almost identical to the maximum flow supported by diffusion in the mixing region.

If a concentration $n(\text{H}) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ is adopted at 100 km, corresponding to a total content of 10^{12} atoms cm^{-2} between 120 km and 200 km, the maximum flow corresponding to the escape rate at 100 km is 2.5×10^7 atoms $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Under such circumstances, the concentration of atomic hydrogen decreases rapidly above 100 km; it reaches only 10^4 cm^{-3} at 500 km for a thermopause temperature of the order of 1200 °K and decreases by a factor of 10 when the temperature reaches 2000 °K. Since atomic hydrogen reaches a diffusion equilibrium distribution near 500 km, the concentration decreases slowly with height and is still $2.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ at 3000 km if the thermopause temperature is 1200 °K. Any change in the boundary condition at 100 km, i. e. $n(\text{H}) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, will modify by the same factor all parameters dealing with atomic hydrogen.

Резюме. — Вертикальное распределение гелия-4, гелия-3, водорода-2 и водорода-1 в термосфере разбирается одновременно в зависимости от продукции в атмосфере в среде которой смесь появляется и диффузии позволяющей высвобождение за пределами термопаузы.

Средние величины освобождения He^3 и He^4 во время одиннадцатилетнего периода продолжавшегося от 1951 до 1961 года являются примерно, в порядке, 3,5 атомов $\text{He}^3 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и 6×10^4 атомов $\text{He}^4 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Такие величины соответствуют нормальной продукции He^3 и только одному проценту общего He^4 зарождающегося в коре и мантии Земли.

Действие солнечного цикла на величины высвобождения таково что их отношения изменяются приблизительно в 10^5 раз для He^4 и 10^4 раз для He^3 между 1954 и 1958 годами.

Эффективные скорости указывают что длины жизни на 500 км являются порядка нескольких лет для He^4 (от 11 лет до 1 года для температур превышающих от 1700 °K до 2000 °K), меньше 100 дней для He^3 для температур превышающих 1700 °K и только несколько часов для водорода-1 (от 2 до 10 часов для температур находящихся между 2000 °K и 1250 °K). Эти разные длины жизни указывают что распределение данное для He^4 и He^3 является распределением равновесия во всей гетеросфере, тогда как распределение атомного водорода отвечает диффузионному равновесию только над 500 км высоты.

Концентрация гелия-4 над термопаузой является достаточной чтобы снизить среднюю молекулярную массу меньше чем до 16 на 750 км. Оболочка гелия подчинена вариациям в зависимости от начального уровня диффузионного равновесия и потока освобождения допущенного для водорода. Нижняя граница достигает наименьшей высоты когда температура является самой низкой, а высшая граница достигает наибольшей высоты когда температура является самой высокой.

Уровень на котором начинается диффузионное равновесие для He^4 может изменяться вследствие атмосферических обстоятельств в районе от 100 до 120 км; спуск уровня диффузии от 115 км до 110 км и от 110 км до 105 км отвечает соответственно приблизительно 15 дням и 30 дням. Какие-бы ни были обстоятельства которые применяются к турбопаузе, концентрация He^4 на 120 км может быть дана в $(1.25 \pm 0.75) \times 10^7$ атомов см^{-3} и приводит к концентрации в 10 раз меньшей на 500 км. Сравнительная концентрация атомного водорода в термосфере зависит от скорости диффузии которая может существовать в районе смешения от 100 км до 120 км. Скорость в несколько см.сек^{-1} приводит к вертикальному распределению в нижней термосфере аналогичному главным составляющим атмосферы. В высшей термосфере вертикальное распределение зависит от градиента высоты шкалы ограниченной потоком который может выдержать диффузию в районе смешения. Принимая концентрацию $n(\text{H}) = 10^7 \text{ см}^{-3}$ на 100 км, соответствующую диффузионному потоку в 2.5×10^7 атомов $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и сумме в 10^{12} атомов см^{-2}

между 120 км и 200 км, получаем абсолютные концентрации $n(\text{H})$ на всех уровнях до 3000 км. Так, $n(\text{H}) = 10^4 \text{ см}^{-3}$ на 500 км для температуры термopause равной 1200 °К и $n(\text{H}) = 10^3 \text{ см}^{-3}$ если температура достигает 2000 °К. Атомный водород достигает диффузионного равновесия около 500 км и начиная с этого уровня концентрация медленно убывает с высотой. На 3000 км, если температура является ещё порядка 1200 °К, $n(\text{H}) = 2,5 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$, тогда как концентрация падает с 10^7 см^{-3} на 100 км до 10^4 см^{-3} на 500 км.

1. INTRODUCTION.

Récemment l'attention a été de nouveau attirée sur l'importance de l'hélium et de l'hydrogène dans la haute atmosphère. Tout d'abord, le problème de l'hélium, réintroduit pour l'importance de sa libération (cf. SPITZER [37], MAYNE [26], NICOLET [28], BATES et McDOWELL [1], DAMON et KULP [8, 9], TUREKIAN [38], GILVARRY [14], BYUTNER [4]) s'est développé par suite de son influence primordiale dans la partie supérieure de l'hétérosphère comme NICOLET l'a démontré [31, 32]. Parmi les questions essentielles se présentent celles de l'apparition dans l'atmosphère et de la libération de l'atmosphère des deux isotopes He^4 et He^3 . En outre, la question de la distribution verticale dans la thermosphère de ces deux constituants doit être posée. Elle dépend, en effet, de la diffusion liée à l'effet du facteur de diffusion thermique dû au gradient de température et à la présence d'une source dans la région du mélange. Enfin, les conditions physiques qui sont essentiellement variables au niveau de la thermopause doivent être appliquées en tenant compte des résultats obtenus par NICOLET [33] et JACCHIA [19].

Il convient d'ajouter immédiatement que le problème de l'hydrogène doit être considéré sous une autre forme, car les diverses observations effectuées (PURCELL et TOUSEY [35], CHUBB, FRIEDMAN, KREPLIN and MANGE [7, 21]) montrent que de nouveaux paramètres doivent être introduits pour une analyse plus complète. La base de l'étude des distributions verticales dans la thermosphère sous l'influence d'une source est donnée par MANGE [23, 25]. Des études analogues apparaissent dans HARTECK et JENSEN [16], UREY [39] et BYUNTER [5]. Une application complète à la thermosphère par BATES et PATTERSON [2] indique les différences possibles des concentrations à l'altitude du niveau du début de la diffusion, lorsqu'on introduit simultanément les effets d'un transport vertical et ceux de la diffusion.

En conséquence, le problème aéronomique de l'hélium et de l'hydrogène neutres est réexaminé

en tenant compte des résultats acquis sur les variations de la densité de l'hétérosphère associées aux variations de l'altitude et de la température de la thermopause.

2. LA DISTRIBUTION VERTICALE DE LA TEMPÉRATURE DANS L'HÉTÉROSPHÈRE.

Afin de déterminer avec suffisamment de précision les conditions physiques auxquelles sont soumis l'hélium et l'hydrogène atomiques, il convient de se référer à un modèle d'hétérosphère où à la fois la distribution de la température dans la thermosphère et la température de la thermopause sont bien définies. En adoptant les diverses conditions précisées dans les détails par NICOLET [33], on obtient diverses distributions verticales de la température que fournit le tableau I. Une comparaison détaillée des valeurs de la densité déduites théoriquement [33] avec celles que l'on veut obtenir à partir de la variation de la période des satellites a été effectuée par JACCHIA [19]. De cette analyse, nous pouvons conclure que les températures à midi peuvent dépasser 2000 °К lors du maximum extrême d'activité solaire et atteignent facilement des valeurs tendant vers 1000 °К au minimum d'activité solaire. De plus, la variation diurne de la température de la thermopause correspond à des différences de 300 °К pour les valeurs les plus basses et atteint aisément 500 °К pour les valeurs les plus élevées. Ces variations procèdent à la fois de l'importance du chauffage par l'ultra-violet solaire et de la rapidité de la conduction de la chaleur (NICOLET [29]). Quant à l'effet associé aux orages magnétiques, son interprétation est également donnée par un accroissement général de la température (NICOLET [30]), car JACCHIA [18] a montré que la densité augmente à toutes les latitudes et DESSLER [10], FRANSIS et KARPLUS [13] ont montré que le chauffage hydromagnétique est général.

Afin de préciser les conditions exactes dans lesquelles l'étude du début de la diffusion est effectuée, le tableau II présente les paramètres utilisés entre 100 et 120 km.

TABLEAU I

DISTRIBUTION VERTICALE DES TEMPÉRATURES (°K) POUR DIVERSES TEMPÉRATURES DE LA THERMOPAUSE

ALTITUDE (km)	1	2	3	4	5	6	7	8	9
130	509	509	509	509	509	509	509	509	505
140	694	694	694	694	688	677	664	649	634
150	877	873	863	852	829	803	777	751	726
160	1059	1022	1002	982	941	902	864	827	793
170	1212	1148	1117	1088	1031	979	930	884	842
180	1340	1252	1212	1174	1104	1039	981	927	878
190	1448	1340	1292	1246	1162	1087	1020	960	905
200	1540	1414	1358	1305	1210	1126	1051	985	925
210	1618	1477	1413	1355	1248	1156	1075	1004	940
220	1685	1530	1460	1396	1280	1180	1094	1018	951
240	1791	1613	1532	1458	1327	1215	1120	1037	965
260	1870	1674	1585	1503	1358	1237	1136	1048	973
280	1930	1719	1622	1534	1379	1252	1145	1054	977
300	1975	1752	1650	1556	1393	1261	1150	1057	978
320	2010	1777	1670	1592	1402	1267	1153	1059	
340	2036	1796	1685	1583	1408	1271	1155		
360	2057	1809	1695	1590	1411	1272			
380	2073	1819	1702	1594	1412				
400	2086	1826	1707	1597					
420	2096	1831	1710	1598					
440	2104	1835	1711						
460	2110	1837							
480	2115								
500	2119								
(650)	2133								

TABLEAU II

PARAMÈTRES PHYSIQUES DE 100 A 120 KM

z (km)	T (°K)	H (cm)	$n(N_2)$ (cm^{-3})	$n(O_2)$ (cm^{-3})	$n(O)$ (cm^{-3})	$n(M)$ (cm^{-3})	ρ ($gm\ cm^{-3}$)
100	200	$6,37 \times 10^5$	$1,08 \times 10^{13}$	$2,19 \times 10^{12}$	$1,41 \times 10^{12}$	$1,44 \times 10^{13}$	$6,55 \times 10^{-10}$
105	231	$7,37 \times 10^5$	$4,50 \times 10^{12}$	$9,15 \times 10^{11}$	$5,87 \times 10^{11}$	$6,00 \times 10^{12}$	$2,73 \times 10^{-10}$
110	262	$8,37 \times 10^5$	$2,10 \times 10^{12}$	$4,28 \times 10^{11}$	$2,74 \times 10^{11}$	$2,81 \times 10^{12}$	$1,28 \times 10^{-10}$
115	293	$9,37 \times 10^5$	$1,07 \times 10^{12}$	$2,17 \times 10^{11}$	$1,39 \times 10^{11}$	$1,43 \times 10^{12}$	$6,49 \times 10^{-11}$
120	324	$10,37 \times 10^5$	$5,82 \times 10^{11}$	$1,18 \times 10^{11}$	$7,60 \times 10^{10}$	$7,77 \times 10^{11}$	$3,54 \times 10^{-11}$

3. LA LIBÉRATION DES GAZ.

En vue de traiter le problème de la libération des gaz, il est commode de se référer aux formules utilisées par NICOLET [28]. Ainsi, le nombre

d'atomes F_c libérés par unité de temps et de surface au niveau critique r_c est donné par :

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

Dans cette formule, le niveau critique situé à une distance r_c du centre de la Terre, correspond à

une altitude où l'on admet que le nombre de collisions n'est plus suffisant pour empêcher tout atome ayant atteint la vitesse de libération de s'échapper de l'atmosphère. L'indice c indique que tous les symboles utilisés se rapportent au niveau critique : g_c est l'accélération de la pesanteur, H_c est la hauteur d'échelle définie par $H_c \equiv kT_c/mg_c$ où k est la constante de BOLTZMANN, si T_c est la température absolue (°K) et m la masse de l'atome exprimée en gramme. Il doit être entendu qu'on a considéré, pour l'obtention de cette formule que la vitesse des atomes correspondait à une distribution maxwellienne.

Si l'on admet que la distribution verticale du constituant au-dessous du niveau critique peut être représentée par une distribution d'équilibre de diffusion en atmosphère isotherme, on peut adopter pour la concentration n_a d'un atome de masse m à un niveau $r = a$ situé à une distance z_c au-dessous du niveau critique r_c la formule suivante

$$(2) \quad n_c = n_a \exp\left(-\frac{a}{a+z_c} \frac{z_c}{H_a}\right).$$

En utilisant (2), la formule (1) s'écrit

$$(3) \quad F_c = n_a (g_a/2\pi)^{1/2} \frac{a}{1+z_c/a} \frac{1+H_a(1+z_c/a)/a}{H_a^{1/2} e^{a/H_a}}.$$

En adoptant l'altitude de 500 km, c'est-à-dire $a = 6870$ km, on peut écrire (3) sous une forme pratique, F_c cm⁻² sec⁻¹,

$$(4) \quad F_c = 8,16 \times 10^9 n_{500} \frac{1+H_{500}/6,87 \times 10^8}{H_{500}^{1/2} e^{6,87 \times 10^8/H_{500}}},$$

où le rapport $z_c/6,87 \times 10^8$ est négligé devant l'unité. L'adoption de l'altitude de 500 km est très commode, car elle évite de définir exactement le niveau critique en ne commettant qu'une légère erreur et elle permet également l'adoption d'un équilibre de diffusion dans tous les cas.

On peut écrire que

$$(5) \quad v_E = F_c/n_{500},$$

c'est-à-dire qu'en divisant dans la formule (4) le flux F_c par la concentration n_{500} , on obtient l'expression de la *vitesse d'effusion* au niveau critique. Le calcul montre (voir tableau III) que les

TABLEAU III

VITESSE D'EFFUSION v_E (cm/sec⁻¹) EN FONCTION DE LA TEMPÉRATURE DE LA THERMOPAUSE

T (°K)	He ⁴	He ³	H ²	H ¹
2133	$2,45 \times 10^0$	$5,46 \times 10^1$	$1,24 \times 10^3$	$2,66 \times 10^4$
1837	$3,24 \times 10^{-1}$	$1,20 \times 10^1$	$4,57 \times 10^2$	$1,64 \times 10^4$
1711	$1,09 \times 10^{-1}$	$5,34 \times 10^0$	$2,68 \times 10^2$	$1,26 \times 10^4$
1598	$3,56 \times 10^{-2}$	$2,31 \times 10^0$	$1,54 \times 10^2$	$9,66 \times 10^3$
1412	$3,78 \times 10^{-3}$	$4,31 \times 10^{-1}$	$5,10 \times 10^1$	$5,63 \times 10^3$
1273	$4,51 \times 10^{-4}$	$8,78 \times 10^{-2}$	$1,78 \times 10^1$	$3,38 \times 10^3$
1155	$5,12 \times 10^{-5}$	$1,72 \times 10^{-2}$	$6,07 \times 10^0$	$2,00 \times 10^3$
1059	$5,98 \times 10^{-6}$	$3,44 \times 10^{-3}$	$2,09 \times 10^0$	$1,19 \times 10^3$
978	$7,02 \times 10^{-7}$	$6,89 \times 10^{-4}$	$7,24 \times 10^{-1}$	$7,07 \times 10^2$

vitesse d'effusion pour des atomes de masse $M = 1$ (hydrogène atomique) à $M = 4$ (hélium-4) sont très différentes. Une température de 1 600 °K conduit respectivement à des vitesses d'effusion de $3,6 \times 10^{-2}$ cm sec⁻¹, $2,3$ cm sec⁻¹, $1,5 \times 10^2$ cm sec⁻¹ et $9,7 \times 10^3$ cm sec⁻¹ pour He⁴, He³, H² et H¹. Les figures 1, 2 et 3 indiquent comment varient les vitesses d'effusion en fonction de la température.

Si l'on admet, tout d'abord, que les concentrations au-dessus de 500 km sont fixées par un *équilibre de diffusion*, il est possible de déterminer quelle est la durée de vie d'un atome donné soumis à un effet de libération. En définissant la durée de

vie τ_E comme le temps requis pour réduire la concentration à 50 % de la valeur d'équilibre, et en considérant que $n_a H_a Y = \int_a^\infty n dz$, c'est-à-dire la quantité totale au-dessus d'un certain niveau $r = a$, on obtient par la formule (5) :

$$(6) \quad \tau_E = \frac{0,693 \int_a^\infty n dz}{n_z v_E},$$

ou, à l'altitude de 500 km,

$$(7) \quad \tau_E(500 \text{ km}) = \frac{0,693 H_{500} Y}{v_E}.$$

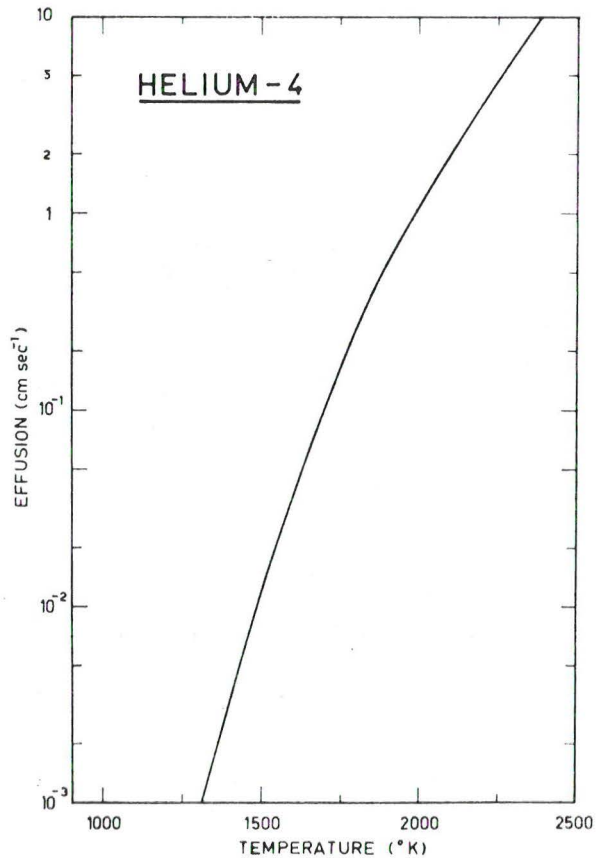


FIG. 1. — Vitesse d'effusion de l'hélium-4 en fonction de la température de la thermopause.

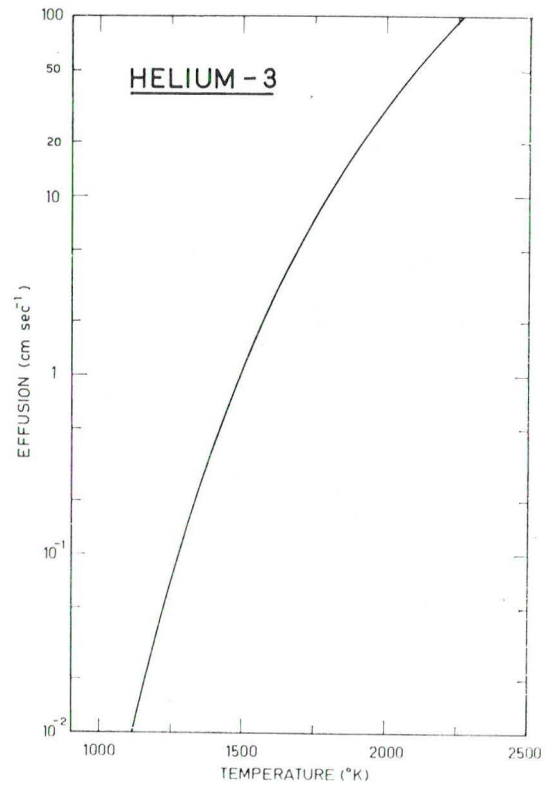


FIG. 2. — Vitesse d'effusion de l'hélium-3 en fonction de la température de la thermopause.

Le facteur Y , calculé en utilisant la méthode de HERRING et KYLE [17] et représenté à la figure 4 montre quel est l'ordre de grandeur de l'erreur possible en utilisant $nH = \int n dz$ au niveau de l'exosphère. Pour l'hélium, l'erreur ne peut pas dépasser 20 %. Ainsi la figure 5 représente la durée de vie minimum de He^4 à 500 km calculée à l'aide de la formule (6) pour des températures comprises entre 1600 °K et 2400 °K. On voit que pour un tel intervalle de températures, la variation est supérieure à un facteur 100. Ainsi, 50 jours à 2350 °K seraient équivalents à 5000 jours à 1650 °K.

Si l'on admet, ensuite, que la diffusion de l'hélium-4 commence à 105 km, on peut rechercher quelle serait la durée de vie de tout le contenu en hélium de l'atmosphère. En adoptant la valeur de $1,13 \times 10^{20}$ atomes $\text{He}^4 \text{ cm}^{-2}$ pour le contenu atmosphérique, on trouve les durées de vie représentées à la figure 6. Une variation de température de 1150 °K à 2250 °K fait passer la durée de vie de He^4 de $2,5 \times 10^9$ ans à $2,5 \times 10^5$ ans. Une telle variation indique bien qu'il n'est pas permis de tirer des conclusions concernant une température

moyenne atmosphérique. En outre, il faut éviter d'accorder une valeur absolue à ces durées de vie ; la comparaison des durées de vie représentées à la figure 6 avec celles déduites par DAMON et KULP [9] indique une différence d'un facteur supérieur à 10. En fait, ces durées de vie du contenu total d'hélium dépendent du niveau du début de la diffusion. En particulier, si le niveau de diffusion était situé à 110 km ou 115 km, au lieu du niveau 105 km introduit par le calcul, les durées de vie de la figure 6 devraient être multipliées approximativement par 2 ou par 4. C'est pourquoi, il est préférable d'examiner la question en introduisant une représentation des conditions de libération par une étude des conditions associées à une température déterminée à 500 km et ensuite de rechercher quelle est l'évolution en fonction de la température. La figure 7 présente une indication du rapport des temps requis pour obtenir une libération déterminée du même nombre d'atomes d'hélium-4. La variation est telle qu'il est nécessaire de connaître avec grande précision les températures de la thermopause et les intervalles de temps correspondants. En d'autres termes, il n'est pas possible, par suite des variations de température de la thermopause, de déter-

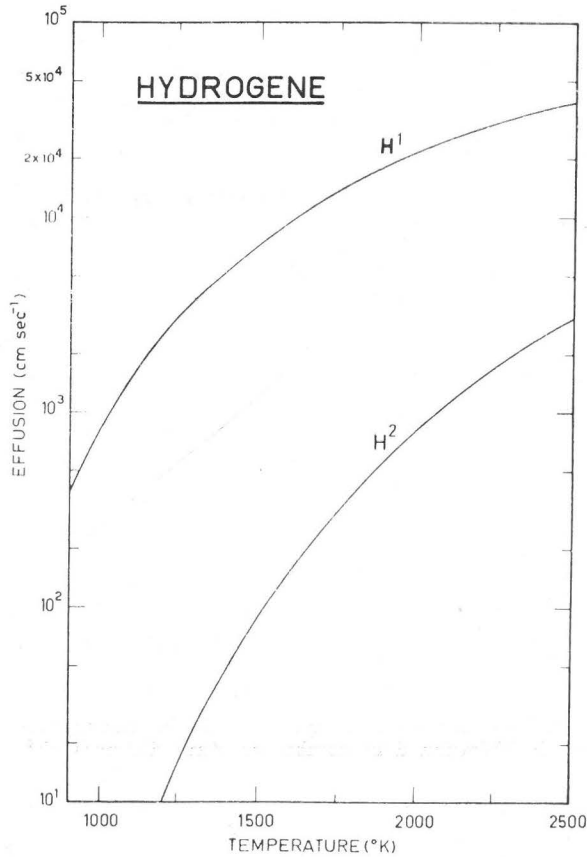


FIG. 3. — Vitesse d'effusion de l'hydrogène-1 et de l'hydrogène-2 en fonction de la température de la thermopause.

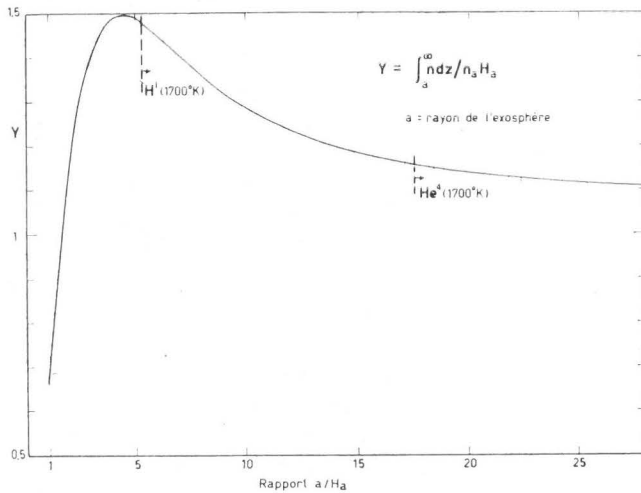


FIG. 4. — Rapport du nombre total d'atomes à partir du niveau du début de l'exosphère et du nombre d'atomes défini par le produit de la concentration par la hauteur d'échelle nH en fonction du rapport du rayon au niveau critique et de la hauteur d'échelle du constituant considéré. Calculé par GODART, communication privée.

miner *a priori* quel devrait être l'état permanent où la production d'atomes He^4 compense globalement la perte par libération.

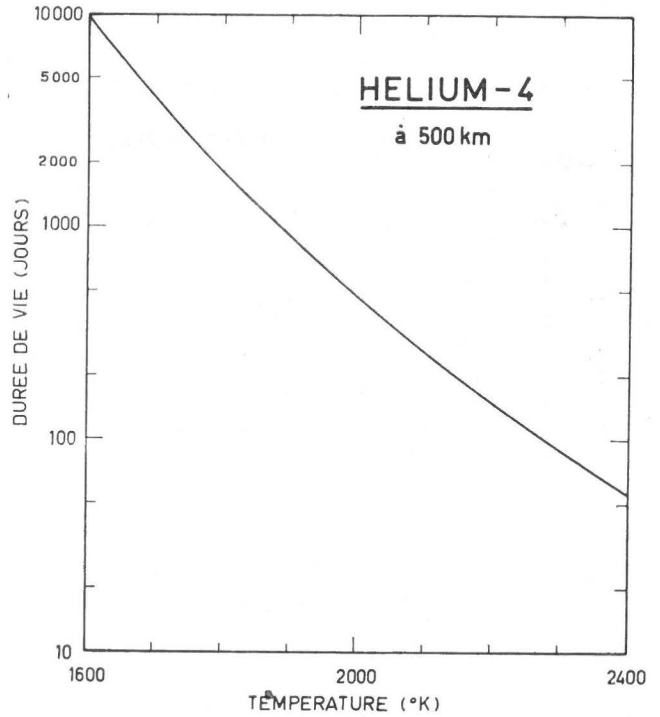


FIG. 5. — Durée de vie d'un atome He^4 à 500 km en fonction de la température de la thermopause. Réduction à 50 % de la valeur initiale.

Dans le cas de He^3 , la durée de vie minimum à 500 km varie de 10 jours à 10 000 jours pour des températures diminuant de 2150 °K à 1250 °K (voir fig. 8). Comme il est nécessaire de maintenir la température au-dessus de 1700 °K pour que la concentration de He^3 à 500 km soit réduite de moitié en moins de 100 jours, on se rend compte que les conditions d'équilibre de diffusion de He^3 correspondent bien aux conditions normales de ce constituant. Ce ne serait que, dans des circonstances spéciales correspondant aux plus hautes températures associées à une très forte activité solaire pendant une période suffisamment longue, que pourrait se présenter une diminution de la concentration de He^3 dans la thermosphère. A ce moment, $T > 2100$ °K (voir fig. 8 et 10), la diffusion ne pourrait plus supporter le flux d'atomes He^3 s'échappant de l'atmosphère et la concentration de He^3 à 500 km serait réduite de moitié en quelque 10 jours.

Donc, en considérant que des températures supérieures à 2000 °K apparaissent uniquement dans des circonstances exceptionnelles, on peut admettre que la distribution verticale de He^4 et de He^3 soumis à la diffusion est normalement une distribution d'équilibre de diffusion.

On peut donc admettre que la concentration à 500 km est fixée dans la thermosphère par équi-

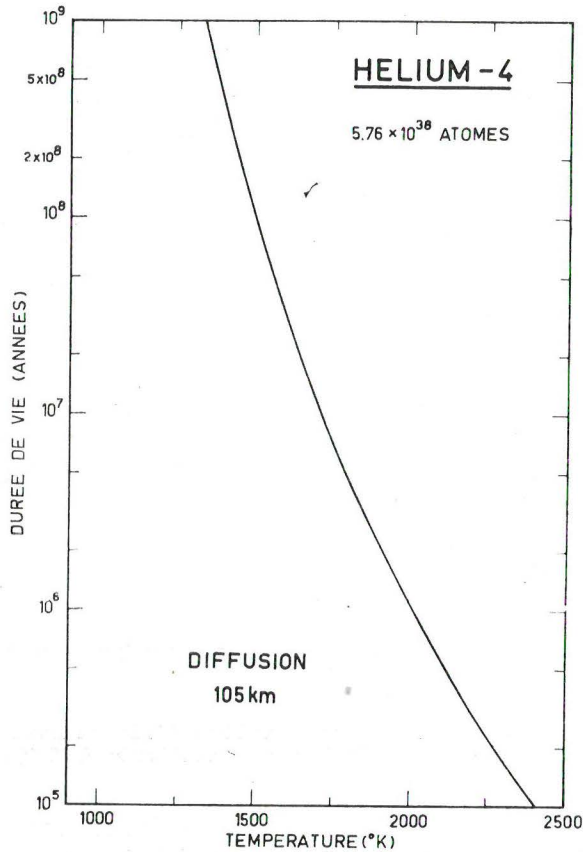


FIG. 6. — Durée de vie de l'hélium atmosphérique en fonction de la température de la thermopause lorsque le niveau de diffusion de He^4 est pris à 105 km.

libre de diffusion à partir d'un certain niveau appelé *niveau du début de la diffusion*. Ainsi, il est possible d'utiliser la formule (4). L'application effectuée pour He^4 et He^3 avec équilibre de diffusion débutant au niveau de 105 km, où les concentrations respectives sont

$$(8) \quad n_{105}(\text{He}^4) = 3,00 \times 10^7 \text{ cm}^{-3},$$

$$(9) \quad n_{105}(\text{He}^3) = 3,75 \times 10^1 \text{ cm}^{-3},$$

conduit à 500 km aux valeurs suivantes dépendant de la température

$$(10) \quad n_{500}(\text{He}^4) = (2 \pm 0,3) \times 10^6 \text{ cm}^{-3},$$

$$(11) \quad n_{500}(\text{He}^3) = (3,4 \pm 0,2) \text{ cm}^{-3}.$$

De telles concentrations conduisent aux flux de libération représentés aux figures 9 et 10. On voit immédiatement que, même pour les températures les plus élevées, le rapport de la libération de l'hélium-4 et de l'hélium-3 n'atteint jamais le rapport correspondant aux concentrations observées dans la troposphère. C'est pourquoi, on doit se poser la question de l'économie générale des différents atomes dans toute l'atmosphère.

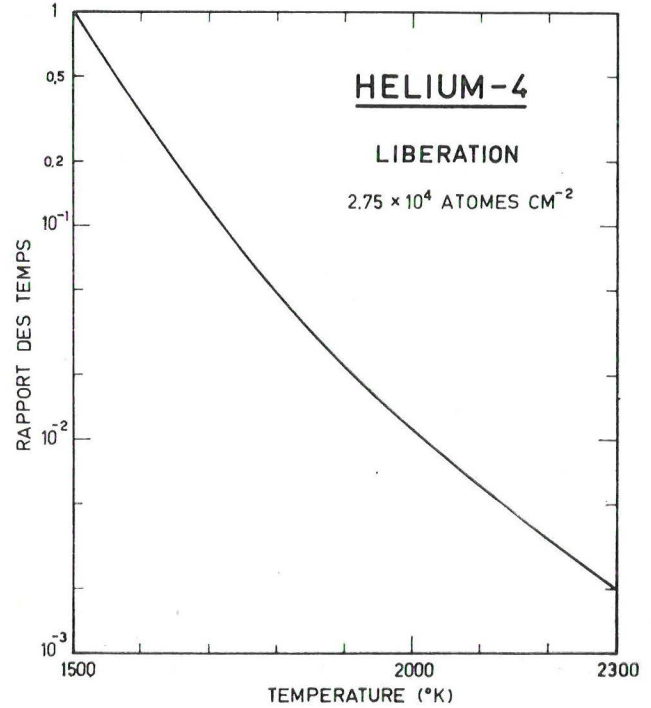


FIG. 7. — Effet de la température de la thermopause sur la libération d'un nombre constant d'atomes He^4 .

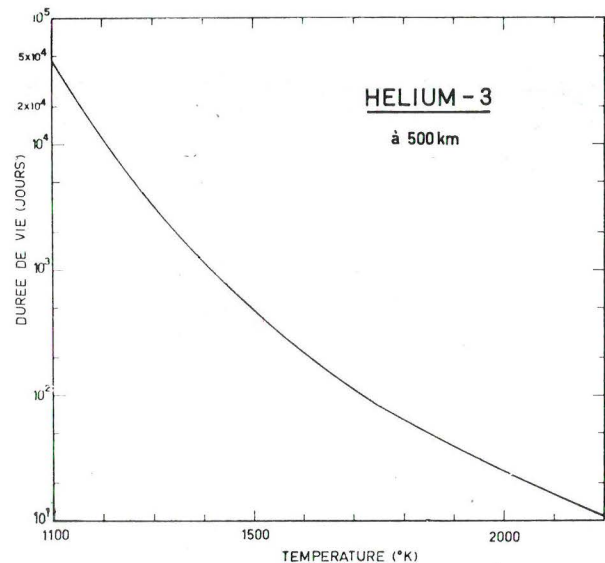


FIG. 8. — Durée de vie des atomes d'hélium-3 à 500 km en fonction de la température de la thermopause.

4. GÉNÉRATION DE He^4 ET He^3 ET LEUR PRODUCTION DANS L'ATMOSPHÈRE.

Quelles que soient les méthodes envisagées pour la détermination de l'hélium-4, on obtient toujours des valeurs supérieures à 10^6 atomes $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ pour sa génération dans le globe terrestre.

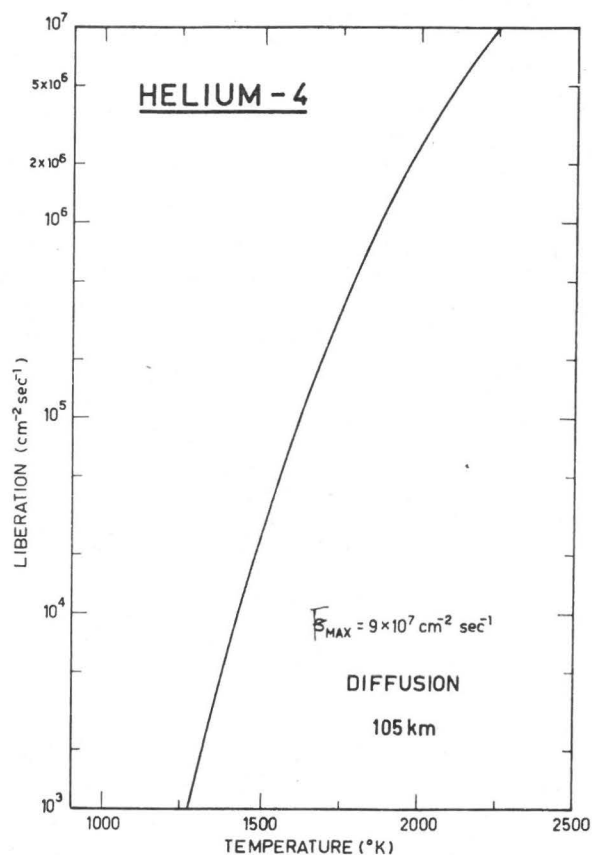


FIG. 9. — Flux d'atomes He^4 libérés par cm^2 et par seconde en fonction de la température de la thermopause lorsque le niveau de l'équilibre de diffusion est placé à 105 km.

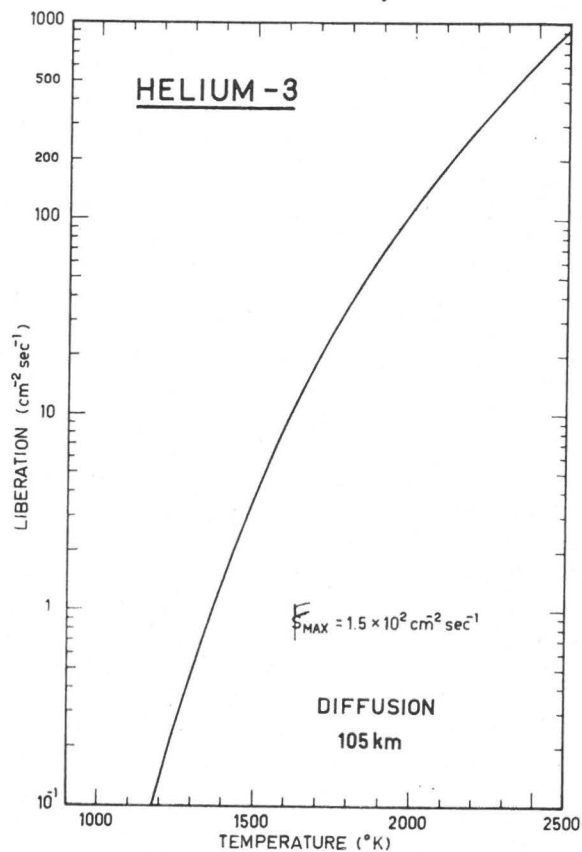


FIG. 10. — Flux d'atomes He^3 libérés par cm^2 et par seconde en fonction de la température de la thermopause lorsque le début de l'équilibre de diffusion est placé à 105 km.

NICOLET [28] a déterminé [une [génération de $1,75 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ particules α pour une quantité correspondant à une quantité de 9,65 gm cm^{-2} d'uranium et de 30,55 gm cm^{-2} de thorium. Une valeur analogue $2,5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ peut être déduite des calculs de MAYNE [26] en utilisant la production de 3 particules α par gramme de granit utilisée par BIRCH [3]. La génération maximum de He^4 donnée par DAMON et KULP [9], 7×10^6 particules $\alpha \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, correspond à l'importance attribuée à la génération dans le manteau de l'ordre de $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Les points de vue adoptés par MAYNE [26] et DAMON et KULP [9] diffèrent.

Le premier adopte une génération d'hélium-3 dans l'atmosphère qui pourrait être compatible avec celle de la génération de l'hélium-4, tandis que les seconds considèrent une rétention de l'hélium-4 dans la croûte et le manteau qui pourrait être compatible avec une production déterminée d'hélium-3. En adoptant une production atmosphérique de He^3 de l'ordre de $2 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$, DAMON et KULP [9] sont obligés de conclure en tenant compte d'un rapport $n(\text{He}^3)/n(\text{He}^4) = 1,2 \times 10^{-6}$ que la

production atmosphérique de He^4 est seulement de $4,5 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Cependant, la température d'au moins 1880 $^{\circ}\text{K}$ qu'ils ont déterminée est certainement trop élevée, comme l'indiquent les valeurs de la figure 9. Il faudrait en effet, diminuer d'un facteur 20 la concentration de He^4 adoptée à 500 km pour le calcul de la libération représenté à la figure 9. En tous cas, sous la forme indiquée par DAMON et KULP [9] moins de 1 % de l'hélium-4 produit à l'intérieur de la Terre aurait été relâché dans l'atmosphère.

Une autre méthode introduite par TUREKIAN [38] ne présente qu'un intérêt très limité. En adaptant la production atmosphérique de He^4 à celle de l'argon généré par le potassium radioactif K^{40} , cet auteur conclut à une production de He^4 d'environ $5,4 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ qu'il identifie à une libération équivalente nécessitant erronément une température de la thermopause de l'ordre de 2200 $^{\circ}\text{K}$. La production équivalente de He^3 devrait être de l'ordre de 10 atomes $\text{cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. On voit que cette dernière valeur correspond à celle que MAYNE [26] avait introduite et tendait à justifier par une accr-

tion de poussières extra-terrestres. Il convient de rappeler ici les déterminations de FIREMAN [12] donnant des productions de He³ comprises entre 0,7 et 1,5 cm⁻² sec⁻¹ justifiant des valeurs de l'ordre de 2 cm⁻² sec⁻¹ avec une erreur possible de ± 50 %.

S'il est clair que la libération de He³ et de He⁴ dépend de la température de la thermopause, on ne peut, cependant, relier leur génération et leur production atmosphériques en se basant uniquement sur ce seul paramètre pour lequel on adopterait une valeur moyenne. Une telle attitude conduit à des résultats erronés soit dans la détermination de la rétention à l'intérieur du globe de l'hélium-4, soit dans la production atmosphérique de l'hélium-3. De plus, il est clair que les températures que l'on peut adopter pour la thermopause sont erronées lorsqu'on ne tient pas compte de la structure de la thermosphère au sein de laquelle diffusent l'hélium et l'hydrogène. Enfin, il y a lieu de tenir compte de l'effet très prononcé de la très grande variation de la température comme l'indique bien la figure 7. On voit que le passage d'une température de 1500 °K à 2000 °K permet la libération du même nombre d'atomes He⁴ en un temps 100 fois plus court. Ce n'est donc qu'en attribuant un poids déterminé à certaines températures que l'on peut déterminer la libération réelle. Ceci ne peut se faire qu'en analysant la variation de température de la thermopause au cours d'un cycle d'activité solaire.

5. LA DIFFUSION DANS LA THERMOSPHÈRE.

Il est évident que la concentration des divers éléments au niveau critique dépend des conditions dans lesquelles la diffusion s'effectue dans la thermosphère. En premier lieu, les conditions aux limites obligent à choisir un niveau de début de la diffusion. Il convient tout d'abord de se référer aux données d'observation basées sur les résultats obtenus à l'aide de spectrographes de masse. L'analyse critique de JOHNSON [20] prouve que l'on peut accorder un crédit à des déterminations de rapport de gaz inertes ; c'est le cas du rapport $n(A)/n(N_2)$ qui conduit à une observation du début de la diffusion. En se référant à MEADOWS et TOWNSEND [27] et à POKHUNKOV [34] on peut admettre que la diffusion apparaît certainement dans la région (110 \pm 5) km. En reprenant l'analyse de la diffusion pour un constituant mineur, on peut dire que la vitesse de diffusion w_1 d'un consti-

tuant de masse m_1 et de concentration n_1 s'exprime par

$$(12) \quad w_1 = -D_1 \left[\frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{1}{H} \left\{ \frac{m_1}{m} + \left(\beta - \frac{2H}{a+z} \right) (1 + \alpha_T) \right\} \right]$$

où H est la hauteur d'échelle atmosphérique avec gradient β représentée par un constituant moyen équivalent de masse m et de concentration n . a est le rayon terrestre au niveau $z = 0$, et α_T est le facteur de diffusion thermique (CHAPMAN et COWLING [6]). Le facteur D_1 multipliant le crochet dans (12) est le coefficient de diffusion que l'on écrit sous la forme suivante

$$(13) \quad D_1 = \frac{3\sqrt{\pi/2}}{8\pi\sigma^2} \left(1 + \frac{m}{m_1} \right)^{1/2} (gH)^{1/2} \frac{1}{n}$$

où σ est le diamètre de collision.

En considérant l'équation de continuité

$$(14) \quad \frac{\partial n_1}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (n_1 w_1) = 0,$$

où w_1 est représenté par (12), applicable à la région de 100 à 120 km (voir tableau II), on peut déterminer les temps de diffusion dans le sens que MANGE [24] a développé. L'application peut se faire par la formule suivante définissant le temps de diffusion τ_D

$$(15) \quad \tau_D = AH^2/D_1,$$

où A est une constante à déterminer. Cette formule fournit immédiatement les temps relatifs suivants :

Altitude (km)	120	115	110	105	100
τ_D	1	1,58	2,62	4,62	8,89

Si nous considérons maintenant l'existence d'une source ou d'une fuite dans l'atmosphère, nous écrivons qu'à une hauteur z au-dessus du niveau de la sphère de rayon a

$$(16) \quad n_1 w_1 = F = F_a \left(\frac{a}{a+z} \right)^2,$$

afin de tenir compte de la condition de continuité. En introduisant dans (16) l'expression de w_1 où H_1 , hauteur d'échelle du constituant mineur, est introduite au lieu de H, la hauteur d'échelle atmosphérique; nous écrivons donc la relation suivante, pour un état stationnaire,

$$(17) \quad \frac{\partial n_1}{\partial z} + \frac{n_1}{H_1} \left[1 + \left(\beta_1 - \frac{2H_1}{a+z} \right) (1 + \alpha_T) \right] + \frac{F_a}{D_1} \left(\frac{a}{a+z} \right)^2 = 0.$$

Si la valeur du 3^e terme de (17) est suffisamment faible, le constituant de masse m_1 est en équilibre de diffusion, car les 2 premiers termes correspondent à l'expression (12) où la vitesse de diffusion est nulle. En d'autres termes, il existe des valeurs de flux F_a que la diffusion supporte aisément pour permettre l'équilibre et il existe une valeur maximum de F au-delà de laquelle l'équilibre de diffusion ne peut plus être appliqué dans la distribution verticale.

Le flux de diffusion F se déduit directement de l'expression (12) de la vitesse de diffusion. En considérant que le constituant atmosphérique susceptible de diffuser est en mélange parfait, on peut poser que, dans (12)

$$(18) \quad \frac{1}{n_1} \frac{\partial n_1}{\partial z} \equiv \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z},$$

puisque la distribution du constituant de concentration n_1 suit la distribution du constituant atmosphérique de concentration n .

En introduisant (18) et (13) dans (12), on obtient pour $F = n_1 w_1$

$$(19) \quad F = \frac{3\sqrt{\pi/2}}{8\pi\sigma_{12}^2} \left(1 + \frac{m}{m_1}\right)^{1/2} \left(\frac{m}{k}\right)^{1/2} \frac{gn_1}{T^{1/2}n} \left[1 - \frac{m_1}{m} - \alpha_T \left(\beta - \frac{2H}{a+z}\right)\right].$$

En tenant compte des conditions générales fixées au tableau II, nous obtenons comme flux F fourni par la diffusion à 100 km, les valeurs suivantes :

$$(20a) \quad F_{100} (A^{40}) = -3,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1},$$

$$(20b) \quad F_{100} (\text{He}^4) = 8,8 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1},$$

$$(20c) \quad F_{100} (\text{He}^3) = 1,3 \times 10^2 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1},$$

$$(21) \quad F_{100} (\text{H}^1) = 2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}.$$

L'application de la formule (19) est faite en tenant compte qu'un facteur moyen de diffusion thermique α_T peut être adopté,

$$(22) \quad \alpha_T = -0,4.$$

Les conditions adoptées pour l'hélium sont présentées au tableau IV et correspondent aux conditions générales du tableau I. Quant à l'hydrogène, on ne peut déterminer directement la valeur absolue du flux de diffusion si sa concentration au-dessous de la région de diffusion n'est pas fixée. Nous admettons d'abord qu'à 100 km la distribution verticale, même dans le cas d'une dissociation, ne dépend pas d'un équilibre photochimique ; le temps requis par le mélange est plus court que celui requis pour atteindre l'équilibre photochimique. Comme la présence de l'hydrogène est assurée par la molécule H_2 (abondance relative

TABLEAU IV

CONCENTRATIONS (cm^{-3}) DE He^4 ET DE He^3 DANS L'ATMOSPHÈRE SANS EFFET DE DIFFUSION

ALTITUDE	100 km	105 km	110 km	115 km	120 km
He^4	$7,2 \times 10^7$	$3,0 \times 10^7$	$1,4 \times 10^7$	$7,2 \times 10^6$	$3,9 \times 10^6$
He^3	$9,00 \times 10^1$	$3,75 \times 10^1$	$1,75 \times 10^1$	9,00	4,88

5×10^{-7} par volume dans l'homosphère), il faut donc admettre que dans le cas de dissociation des molécules dans une région de mélange, l'abondance relative de l'atome d'hydrogène peut atteindre 10^{-6} par volume et ainsi la concentration de l'hydrogène atomique est de l'ordre de

$$(23) \quad n_{100 \text{ km}} (\text{H}) \simeq 10^7 \text{ cm}^{-3}.$$

La concentration de l'hydrogène indiquée par (23) est adoptée pour le calcul du flux donné par (21). En adoptant un effet de diffusion possible avec un flux F de l'ordre de $2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ nous trouvons après intégration de l'équation (17), les

valeurs de la concentration $n(\text{H})$. La figure 11 représente la distribution verticale de l'hydrogène atomique de 100 km à 200 km dans les conditions fixées par les paramètres atmosphériques des tableaux I et II. On voit que la distribution verticale de l'hydrogène atomique de 100 km à 120 km reste pratiquement la même dans les deux cas correspondant respectivement au mélange parfait et à la diffusion. Les conditions sont telles qu'il y a peu de différence dans les concentrations de l'hydrogène que l'on obtient à 120 km quelle que soit la limite que l'on fixe à la *turbopause*, c'est-à-dire la fin de la zone de mélange parfait.

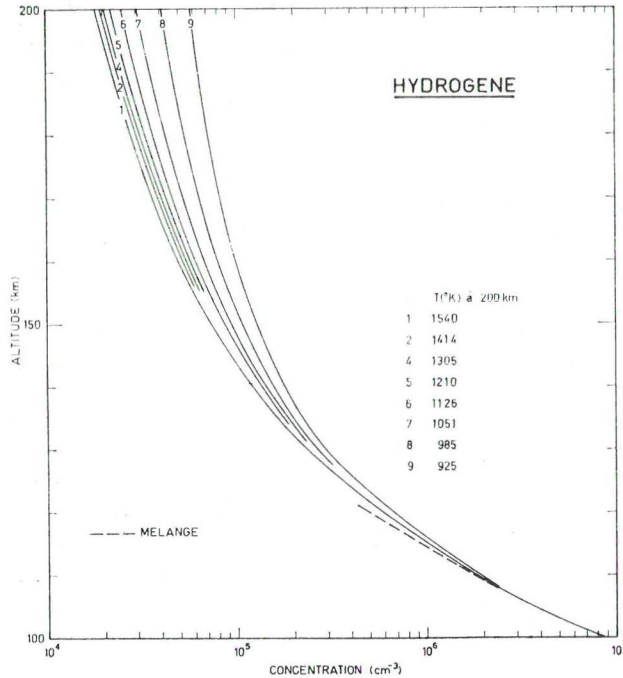


FIG. 11. — Distribution verticale de la concentration de l'hydrogène atomique lorsque le flux de diffusion à 100 km est $2,5 \times 10^7$ atomes $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$. On remarque que la distribution au-dessous de 120 km n'est pas très différente de celle correspondant au mélange.

6. DIFFUSION ET LIBÉRATION DE He^4 .

Il convient de rappeler qu'en équilibre de diffusion, les concentrations de He^4 à 500 km sont obtenues en tenant compte uniquement du début de la diffusion. En considérant les distributions de température présentées au tableau I et en prenant comme début de diffusion des niveaux compris entre 105 et 120 km, on obtient les diverses valeurs détaillées au tableau V. On voit immédiatement (tableau VI et fig. 9) que la libération de He^4 , même pour les températures et les concentrations les plus élevées correspond toujours au flux inférieur à celui que donne la formule (20b). En fait, comme il s'agit d'une limitation imposée dans l'homosphère, on voit donc que la concentration de l'hélium-4 dans l'hétérosphère n'est limitée ni par une libération au niveau critique, ni par une vitesse maximum de diffusion. La condition fixant une limite est le niveau du début de la diffusion, c'est-à-dire l'altitude effective de la turbopause. Quant à la production atmosphérique de He^4 , elle est liée à la rétention des particules α à l'intérieur du globe terrestre. La valeur fournie par (20 b)

TABLEAU V

CONCENTRATIONS (cm^{-3}) DE He^4 A 500 KM DANS LES CAS D'ÉQUILIBRE DE DIFFUSION DÉBUTANT A 105, 110, 115 ET 120 KM

TEMPÉRATURE (°K)	DIFFUSION COMMENÇANT A			
	105 km	110 km	115 km	120 km
2133	$2,3 \times 10^6$	$1,3 \times 10^6$	$7,3 \times 10^5$	$4,5 \times 10^5$
1837	2,2	1,2	7,2	4,5
1711	2,2	1,2	7,1	4,4
1598	2,2	1,2	7,1	4,4
1412	2,1	1,2	6,8	4,2
1273	2,0	1,1	6,5	4,0
1155	1,9	1,0	6,1	3,8
1059	1,8	$9,8 \times 10^5$	5,7	3,5
978	1,7	9,2	5,3	3,3

indique que, même si la production totale atmosphérique était égale à la génération totale, la distribution verticale de diffusion serait encore une distribution d'équilibre.

En conclusion, on peut admettre que le début de la diffusion placé à 105 km représente les conditions optima conduisant à la plus grande abondance de He^4 dans l'hétérosphère. En tout cas, une réduction à 1/10 des concentrations de He^4 obtenues avec

début de diffusion à 105 km exigerait un début de diffusion *au-delà de 120 km*.

7. DIFFUSION ET LIBÉRATION DE He^3 .

En appliquant à He^3 des conditions analogues à celles de He^4 , c'est-à-dire équilibre de diffusion pour la distribution verticale à partir d'un niveau déterminé, on détermine les conditions représentées

TABLEAU VI

LIBÉRATION DE He⁴ (F_c cm⁻² sec⁻¹) AVEC DÉBUT DE DIFFUSION COMMENÇANT A 105, 110, 115 ET 120 KM.

TEMPÉRATURE (°K)	DIFFUSION COMMENÇANT A			
	105 km	110 km	115 km	120 km
2133	5,43 × 10 ⁶	3,0 × 10 ⁶	1,8 × 10 ⁶	1,1 × 10 ⁶
1837	7,41 × 10 ⁵	4,1 × 10 ⁵	2,4 × 10 ⁵	1,5 × 10 ⁵
1711	2,51 × 10 ⁵	1,4 × 10 ⁵	8,1 × 10 ⁴	5,0 × 10 ⁴
1598	7,83 × 10 ⁴	4,4 × 10 ⁴	2,5 × 10 ⁴	1,6 × 10 ⁴
1412	8,19 × 10 ³	4,6 × 10 ³	2,6 × 10 ³	1,6 × 10 ³
1273	9,58 × 10 ²	5,3 × 10 ²	3,1 × 10 ²	1,9 × 10 ²
1155	9,71 × 10 ¹	5,4 × 10 ¹	3,1 × 10 ¹	1,9 × 10 ¹
1059	1,13 × 10 ¹	6,3 × 10 ⁰	3,6 × 10 ⁰	2,3 × 10 ⁰
978	1,25 × 10 ⁰	6,9 × 10 ⁻¹	4,0 × 10 ⁻¹	2,5 × 10 ⁻¹

par les données du tableau VII pour un début de diffusion à 105 km. On voit immédiatement (tableau VII et fig. 10) que, pour les températures

TABLEAU VII

CONCENTRATIONS (cm⁻³) DE He³ A 500 km
ET LIBÉRATION (cm⁻² sec⁻¹)
DANS LE CAS D'UN ÉQUILIBRE DE DIFFUSION
DÉBUTANT A 105 km.

TEMPÉRATURE (°K)	n(He ³) (cm ⁻³)	F _c (cm sec ⁻¹)
2133	3,7	205
1837	3,6	47
1711	3,6	21
1598	3,6	9
1412	3,6	2
1273	3,5	3,5 × 10 ⁻¹
1155	3,5	6,6 × 10 ⁻²
1059	3,3	1,3 × 10 ⁻²
978	3,2	1,5 × 10 ⁻³

les plus élevées (T > 2100 °K), on obtiendrait des valeurs de flux de libération supérieures à celles que peut supporter la diffusion (formule 20c). Dès lors, la concentration représentée au tableau VII pour T = 2133 °K est en fait une concentration fictive qui est réduite de moitié en 10 jours. Mais, comme nous l'avons déjà souligné plus haut, des températures supérieures à 2100 °K seront des températures exceptionnelles apparaissant au cours de périodes assez courtes. Ainsi, dans les conditions normales, l'équilibre de diffusion représente la dis-

tribution normale de He³ dans la thermosphère où la distribution verticale de cet élément est soumise au phénomène de diffusion.

8. LE PROBLÈME DU DÉBUT DE LA DIFFUSION DE L'HÉLIUM.

En reprenant le critère de MANGE défini par la formule (15) donnant le temps de diffusion et en déterminant dans cette formule la constante A pour l'argon et l'hélium, il apparaît immédiatement que la diffusion est environ 3 fois plus rapide pour l'argon que pour l'hélium. Le temps nécessaire pour abaisser le niveau du début de l'équilibre de diffusion est fonction de l'altitude. Il est donné au tableau VIII pour des altitudes de 120 à 105 km

TABLEAU VIII

TEMPS NÉCESSAIRE
POUR ABAISSER LE DÉBUT
DU NIVEAU D'ÉQUILIBRE DE DIFFUSION DE 5 km

ALTITUDE (km)	A ⁴⁰ — Jours	He ⁴ — Jours	ALTITUDE (km)
A partir de 120	3,5	10,0	atteignant 115
» 115	5,8	16,6	« 110
» 110	10,3	29,3	« 105
» 105	20	56	« 100

et un abaissement correspondant à un intervalle d'altitude de 5 km. En outre, la figure 12 représente les temps requis pour amener le début de

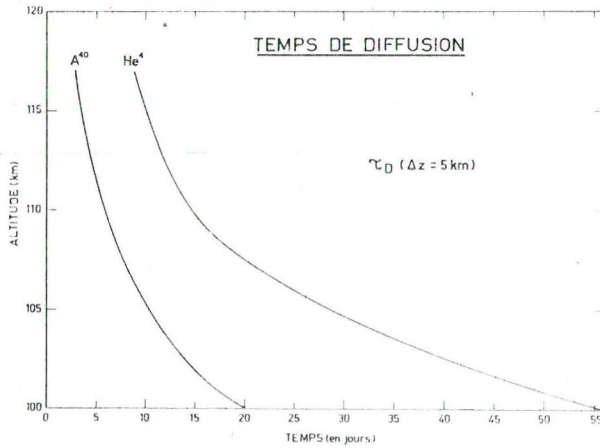


FIG. 12. — Temps nécessaires pour abaisser de 5 km le début du niveau de diffusion de l'argon et de l'hélium.

l'équilibre de diffusion aux altitudes comprises entre 115 km et 100 km lorsque le niveau de départ est placé 5 km au-dessus. On voit ainsi combien les temps nécessaires pour abaisser le niveau du début de l'équilibre de diffusion augmentent lorsque ce niveau est pris de plus en plus bas. Comme la concentration de l'hélium à 120 km où l'équilibre de diffusion peut être assuré rapidement va dépendre de la distribution verticale de He⁴ au-dessous de cette altitude, il convient de déterminer quelles peuvent être les concentrations absolues de He⁴ suivant les diverses possibilités qui peuvent être envisagées. Tout d'abord, au-dessous de la région où l'équilibre de diffusion existe, c'est-à-dire au-dessous de 120 km, la distribution de l'hélium dépendra des conditions de mélange de l'atmosphère. Si la turbopause, c'est-à-dire la limite où le mélange parfait n'est plus maintenu continuellement, est fixée, on peut déterminer la valeur de la concentration à 120 km et adopter un début d'équilibre de diffusion pour le calcul. Au tableau IX,

TABLEAU IX

CONCENTRATIONS DE He⁴ A 120 km
POUR DIVERSES ALTITUDES DU DÉBUT DE DIFFUSION

ALTITUDE (km)	n(He ⁴) (cm ⁻³)	ALTITUDE (km)	n(He ⁴) (cm ⁻³)
120	3,9 × 10 ⁶	110	1,1 × 10 ⁷
117,5	5,0 × 10 ⁶	107,5	1,4 × 10 ⁷
115	6,3 × 10 ⁶	105	1,9 × 10 ⁷
112,5	8,0 × 10 ⁶	102,5	2,7 × 10 ⁷
		100	3,9 × 10 ⁷

nous rappelons les concentrations n(He⁴) que l'on obtiendrait à 120 km en admettant divers niveaux pour le début de l'équilibre de diffusion. Ces valeurs indiquent qu'un facteur 10 sépare les concentrations de He⁴ à 120 km suivant que l'on adopte un début d'équilibre de diffusion à 120 km ou 100 km. La valeur n(He⁴) à 120 km dépend en fait du niveau de la turbopause. A la figure 13, les concentrations

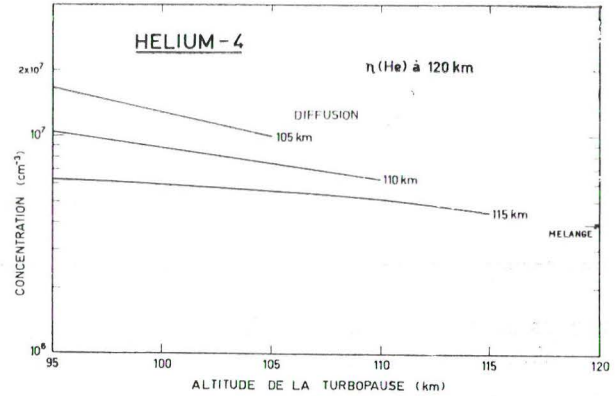


FIG. 13. — Concentration de l'hélium à 120 km en tenant compte à la fois du niveau de la turbopause et du niveau de l'équilibre de diffusion.

de He⁴ sont représentées par les diverses conditions qui peuvent apparaître. On voit comment pour des débuts d'équilibre de diffusion fixés respectivement à 105 km, 110 km et 115 km, la concentration varie en fonction du niveau de la turbopause. Donc, une valeur de la concentration de He⁴ peut être fixée avec une certaine approximation et elle est donnée par

$$(24) \quad n_{120 \text{ km}}(\text{He}^4) = (1,25 \pm 0,75) \times 10^7 \text{ cm}^{-3}.$$

La valeur maximum peut être ainsi identifiée pour le calcul à un début d'équilibre de diffusion (voir tableau IX) équivalent à 105 km correspondant à une altitude de la turbopause inférieure à 100 km. La valeur minimum requiert un début d'équilibre de diffusion au-dessus de 115 km avec turbopause permanente au-dessus de 105 km. Il apparaît donc qu'un début d'équilibre de diffusion fixé à 110 km peut être envisagé comme des conditions acceptables pour un calcul. Le fait d'adopter 105 km au lieu de 110 km ne fait pas augmenter les concentrations de l'hélium dans l'hétérosphère supérieure d'un facteur supérieur à 2.

En conclusion, il peut être admis qu'à partir de la valeur n(He⁴) = 2 × 10⁷ cm⁻³ à 120 km, on peut calculer la distribution verticale de cet élément dans toute l'hétérosphère.

9. LA DISTRIBUTION VERTICALE DE L'HYDROGÈNE ATOMIQUE.

La distribution verticale de la concentration de l'hydrogène atomique déterminée par la formule (17) est d'abord fixée dans la thermosphère inférieure par le flux que peut supporter la diffusion. Cette distribution ne s'éloigne pas beaucoup de celle qui existe dans le cas du mélange ainsi que l'indique la représentation de $n(H)$ à la figure 11. Lorsque l'action de la diffusion se manifeste à l'un ou l'autre niveau au-dessous de 120 km, la concentration à 100 km est toujours fixée à 10 % près, c'est-à-dire avec les valeurs absolues que nous avons considérées, $(1,0 \pm 0,1) \times 10^7$ atomes d'hydrogène à 100 km correspondant donc à une source de $2,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ dans l'homosphère.

Le calcul à l'aide de la formule (17) montre que l'altitude de 500 km doit être atteinte pour permettre l'utilisation de l'équilibre de diffusion dans la détermination de la distribution verticale de $n(H)$. Il en résulte donc que la hauteur d'échelle associée à la représentation de la distribution verticale de l'hydrogène atomique entre les altitudes de 100 km et 500 km varie de la valeur de la hauteur d'échelle atmosphérique, $H \simeq 10 \text{ km}$, à la hauteur d'échelle de l'hydrogène, $H > 1000 \text{ km}$. Déjà, la figure 11 a montré comment la distribution verticale de l'atome d'hydrogène varie entre 100 km et 200 km. Dans la thermosphère inférieure la distribution verticale de l'hydrogène n'est pas très différente de celle des constituants principaux de l'atmosphère. Il convient d'insister sur ce fait car, comme BATES et PATTERSON [2] l'ont déjà montré par leurs calculs, l'extrapolation à partir de 500 km vers les altitudes inférieures ne peut se faire comme de nombreux auteurs l'ont fait (*). La figure 14 représente la distribution verticale réelle de l'hydrogène atomique entre 100 et 500 km qui est comparée à celle que l'on déduirait de l'équilibre de diffusion. Dans ce but, le niveau de 500 km est pris comme point de départ pour la comparaison et la concentration relative $n(H) = 1$ est prise à 100 km. On voit immédiatement combien l'extrapolation par l'équilibre de diffusion à partir de 500 km peut conduire à des concentrations erronées dans la thermosphère.

Comme l'équilibre de diffusion s'applique au-delà de 500 km, il est possible de déterminer la

(*) Au troisième symposium de C. O. S. P. A. R. (Washington, mai 1962) KALLMANN, KRASSOVSKY, HARRIS et PRIESTER, et PAETZOLD ont encore présenté des distributions verticales de H en équilibre de diffusion.

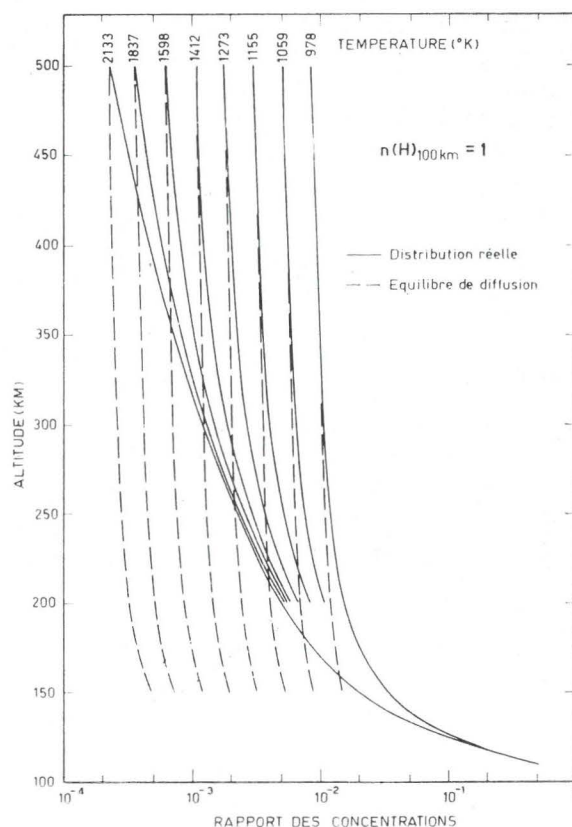


FIG. 14. — Comparaison des distributions verticales de l'atome d'hydrogène dans le cas d'une distribution réelle et dans le cas d'une distribution qui résulterait d'un équilibre de diffusion.

durée de vie d'un atome d'hydrogène avant sa libération. L'application de la formule (7) conduit aux valeurs du tableau X où on voit que pour des

TABLEAU X

CONCENTRATIONS ET DURÉES DE VIE DE L'HYDROGÈNE ATOMIQUE A 500 KM ; (CONCENTRATION $n(H)_{100 \text{ km}} = 10^7 \text{ cm}^{-3}$)

T (THERMOPAUSE) (°K)	$n(H)$ (cm^{-3})	$\tau(H)$ (HEURES)
2133	$8,3 \times 10^2$	2
1837	$1,3 \times 10^3$	3
1711	$1,7 \times 10^3$	4
1598	$2,3 \times 10^3$	5
1412	$3,9 \times 10^3$	7
1273	$6,5 \times 10^3$	10
1155	$1,1 \times 10^4$	13
1059	$1,9 \times 10^4$	24
978	$3,1 \times 10^4$	37

températures supérieures à 1000 °K, les concentrations peuvent varier au cours d'une période de 24 heures. En d'autres termes, par suite de la variation diurne de la température, la concentration de l'hydrogène à 500 km doit varier. La figure 15

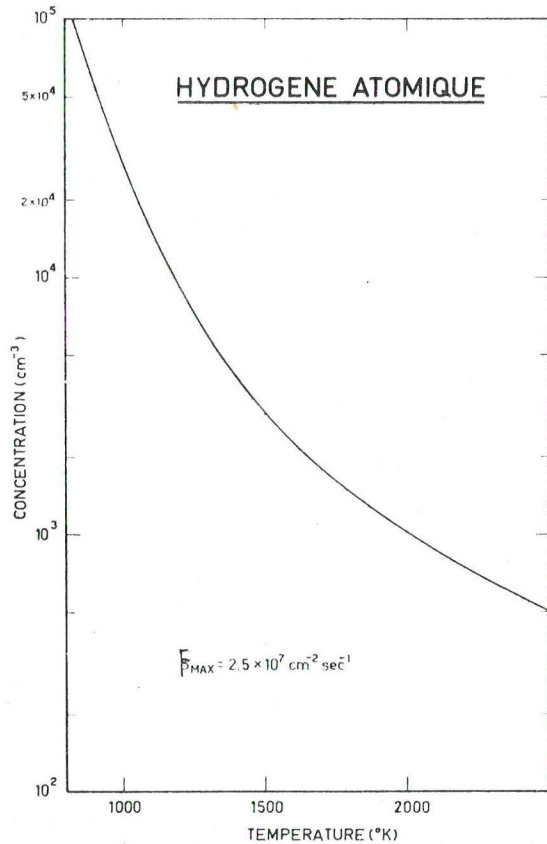


FIG. 15. — Concentration de l'hydrogène atomique à 500 km en fonction de la température de la thermopause lorsque le flux de diffusion à 100 km $F = 2,5 \times 10^7$ atomes $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$.

représente cette variation de $n(\text{H})$ diminuant jusqu'à 10^3 cm^{-3} pour les conditions de forte activité solaire et augmentant jusqu'à 10^5 cm^{-3} pour les périodes de soleil calme. Il est clair, enfin, que de telles variations devraient apparaître entre le jour et la nuit par suite de la variation diurne de la température de la thermopause.

Comme la concentration de l'hydrogène au-delà de la thermopause varie très fortement en fonction de sa température, il convient d'examiner quelle peut être la distribution du nombre total de molécules dans des colonnes verticales déterminées. Tout d'abord, le nombre total d'atomes d'hydrogène entre 100 km et 120 km étant pratiquement fixé par les conditions présentées au tableau II, on obtient une valeur à peu près constante :

$$(25) \int_{100 \text{ km}}^{120 \text{ km}} n \, dz = (5,65 \pm 0,10) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}.$$

Ensuite, de 120 km à 200 km, la variation du contenu de la colonne ne varie pas beaucoup et est adaptée aux observations de PURCELL et TOUSEY [35] et à l'analyse de BATES et PATTERSON [2].

$$(26) \int_{120 \text{ km}}^{200 \text{ km}} n \, dz = (1,05 \pm 0,20) \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}.$$

Il est clair que des observations répétées dans ce domaine atmosphérique permettraient une excellente calibration du contenu en hydrogène atomique. Une variation marquée apparaît entre 200 km et 500 km qui se manifeste naturellement entre 500 km et 3000 km. Le tableau XI indique

TABLEAU XI

NOMBRE TOTAL D'ATOMES D'HYDROGÈNE (cm^{-2})
DANS LES COLONNES VERTICALES DE 200 A 500 KM
ET DE 500 A 3000 km
CALIBRATION $n(\text{H})_{100 \text{ km}} = 10^7 \text{ cm}^{-3}$

T (THERMOPAUSE) (°K)	200-500 (km)	500-3000 (km)
2133	$1,3 \times 10^{11}$	$1,3 \times 10^{11}$
1837	$1,5 \times 10^{11}$	$2,0 \times 10^{11}$
1711	$1,6 \times 10^{11}$	$2,5 \times 10^{11}$
1598	$1,7 \times 10^{11}$	$3,2 \times 10^{11}$
1412	$2,2 \times 10^{11}$	$5,1 \times 10^{11}$
1273	$3,0 \times 10^{11}$	$7,9 \times 10^{11}$
1155	$4,5 \times 10^{11}$	$1,3 \times 10^{12}$
1059	$7,1 \times 10^{11}$	$2,0 \times 10^{12}$
978	$1,2 \times 10^{12}$	$3,2 \times 10^{12}$

quelle est la variation en fonction de la température de la thermopause. Il correspond donc à la calibration définie par l'une ou l'autre relation (23) ou (25) ou (26). Mais, il convient de souligner que ces valeurs correspondent à un état stationnaire qui sera difficilement atteint, car l'effet de la variation diurne de la température aura pour conséquence de modifier constamment la distribution verticale. Quant au nombre total d'atomes d'hydrogène au-delà de 3000 km, il représente entre 10 % et 20 % du total déterminé entre 120 km et 3000 km. La figure 16 représente les divers nombres totaux d'atomes d'hydrogène dans les diverses couches considérées plus haut. Il apparaît donc que le contenu en hydrogène au-delà de 200 km varie très fortement lorsque la température varie entre 1000 °K et 1800 °K. De telles différences devraient pouvoir être détectées par des observations adéquates.

Afin de montrer quelle est la différence du

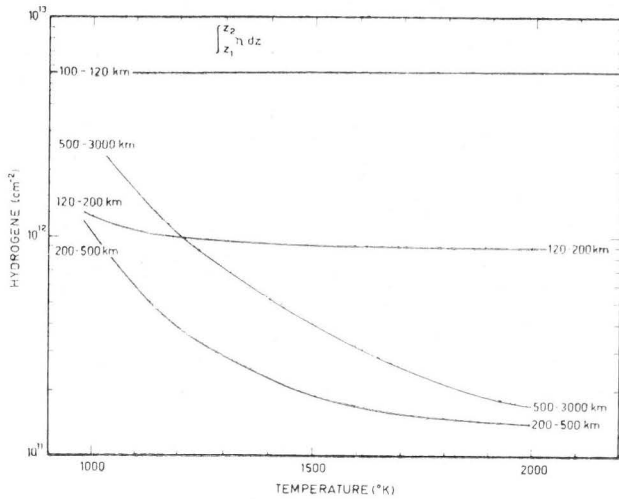


Fig. 16. — Nombre total d'atomes d'hydrogène dans des colonnes comprises entre 100 km et 120 km, 120 km et 200 km, 200 km et 500 km, 500 km et 3 000 km.

comportement de l'hélium et de l'hydrogène, la figure 17 présente la distribution verticale de ces deux éléments entre 500 km et 3000 km. Tout d'abord, la concentration de He⁴ à 500 km ne dépend pratiquement pas de la température tandis que celle de H¹ est nettement différente. Ensuite, les différences entre les concentrations de He⁴ dues à la température deviennent de plus en plus importantes avec l'augmentation de l'altitude tandis que celles de H¹ ne changent pas. En outre, la concentration de l'hélium augmente avec les températures croissantes tandis que celle de l'hydrogène diminue. Enfin, l'hélium prédomine dans toute cette région de l'atmosphère tant que la température est supérieure à 1000 °K. Cependant, il convient de signaler que aussi bien les valeurs absolues des concentrations de l'hydrogène que celles de l'hélium à 500 km dépendent des valeurs absolues adoptées dans la thermosphère inférieure.

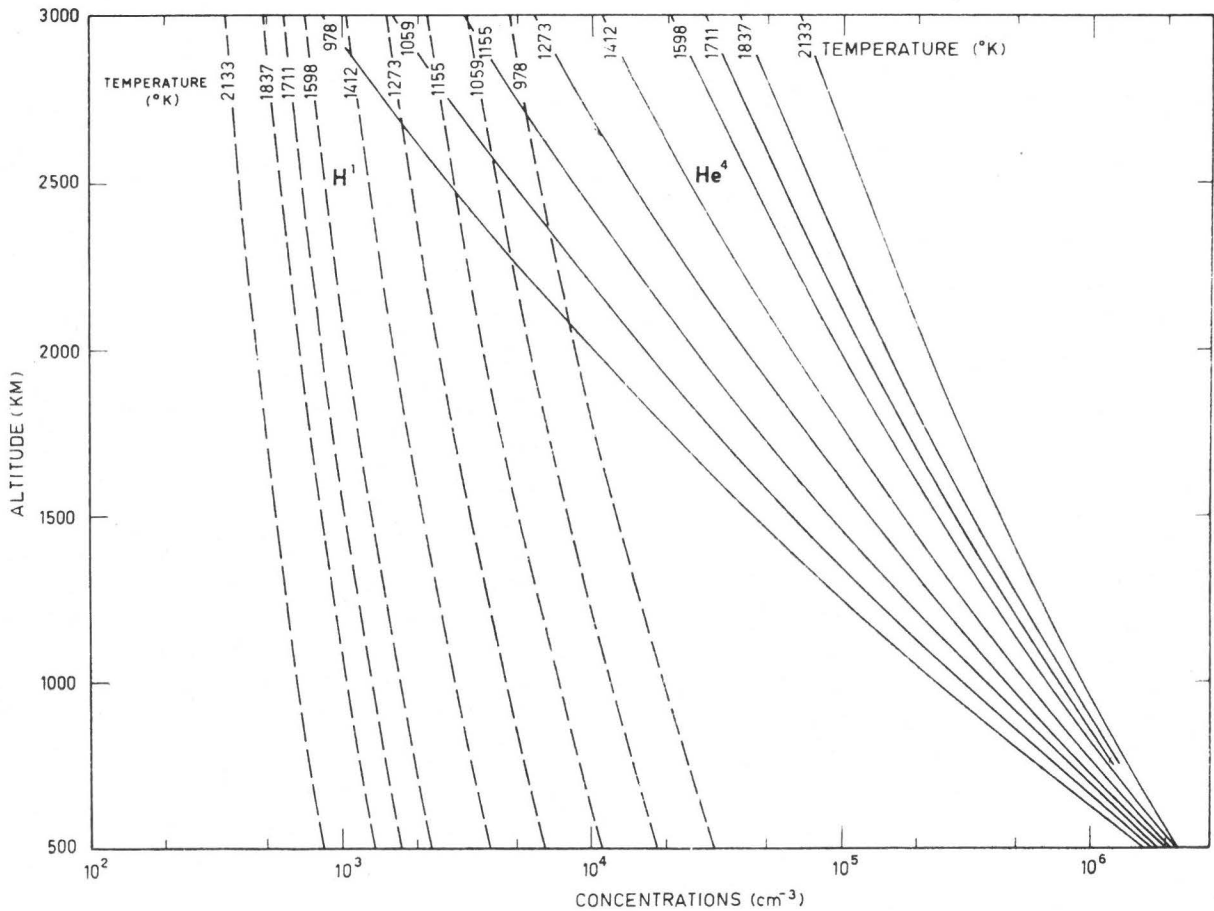


Fig. 17. — Distribution verticale des concentrations de l'hydrogène atomique et de l'hélium en fonction de la température de la thermopause.

Un décalage des courbes de la figure 17 peut être effectué éloignant ou rapprochant les concentrations de H et He. En effet, ces courbes sont basées

sur les valeurs $n(H) = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ à 100 km et $n(He) = 2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ à 120 km.

En bref, la distribution verticale de l'hydrogène

atomique dépend très fortement de la température et une analyse du problème de la radiation Lyman- α telle que celle de DONAHUE [11] indique l'importance d'une connaissance des conditions aux limites dans la thermosphère avant de déterminer l'exacte distribution de l'hydrogène neutre aux plus grandes distances.

10. LE PROBLÈME DU DEUTÉRIUM.

Si l'hélium est immédiatement en équilibre de diffusion lorsque l'effet de la diffusion peut se manifester sans perturbation et si l'hydrogène-1 ne peut atteindre un équilibre de diffusion qu'aux hautes altitudes, on peut se demander quel est le comportement de l'hydrogène-2.

Le calcul montre (voir fig. 18) que le niveau de

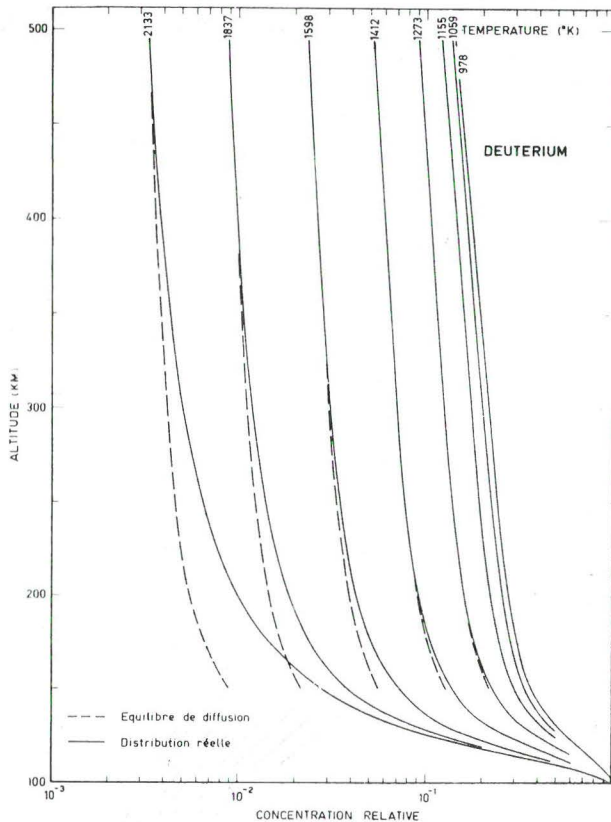


FIG. 18. — Concentration relative du deutérium en distribution verticale réelle comparée à l'extrapolation en équilibre de diffusion à partir de 500 km.

l'équilibre de diffusion apparaît plus bas pour le deutérium que pour l'hydrogène-1, en particulier pour les températures les plus faibles. Le résultat est que les concentrations extrêmes à 500 km, $n(D)$, varient d'environ un facteur 45 alors que celles de l'hydrogène-1, $n(H)$, ne varient que d'environ un facteur 37. Cependant, la

décroissance avec l'altitude de $n(D)$ est beaucoup moins rapide que $n(H)$. En effet, on voit que $n(D)_{500 \text{ km}} > 10^{-2} n(D)_{100 \text{ km}}$ pour $T < 1800 \text{ }^\circ\text{K}$, alors que $n(H)_{100 \text{ km}} < 10^{-2} n(H)_{100 \text{ km}}$ pour $T > 900 \text{ }^\circ\text{K}$. En d'autres termes, il y a variation prononcée dans la thermosphère des concentrations $n(H)$ et $n(D)$ en fonction de la température alors que celle de l'hélium $n(\text{He}^4)$ ne varie même pas d'un facteur 1,5 à 500 km. Mais, la différence essentielle entre l'hydrogène normal et l'hydrogène lourd se manifeste par une variation du rapport $n(H)/n(D)$ en fonction de l'altitude. La figure 19 montre comment ce rapport peut varier.

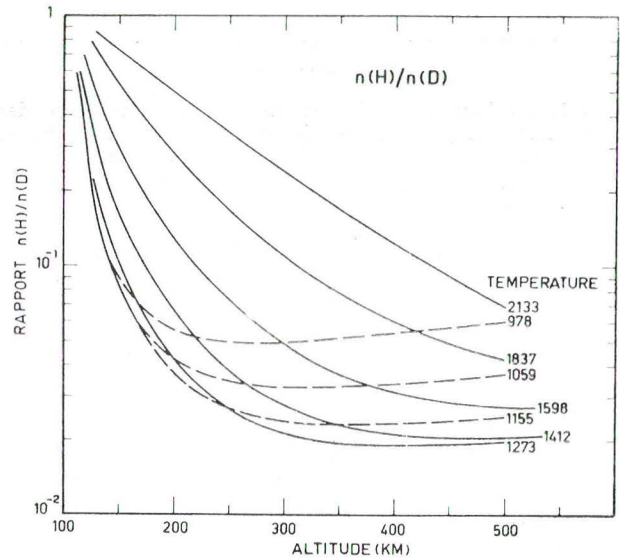


FIG. 19. — Diminution du rapport $n(H)/n(D)$ de 100 km à 500 km. La valeur relative à 100 km étant l'unité et les températures indiquées sont les températures de la thermopause.

Les diverses courbes associées à diverses températures de la thermopause montrent qu'il est difficile de tirer des conclusions précises sauf évidemment une diminution d'autant plus rapide entre 100 et 200 km du rapport $n(H)/n(D)$ lorsque la température diminue. Au-dessus de 200 km, la variation est telle qu'il est difficile de conclure sans se référer à la région inférieure. En tout cas, on doit s'attendre pour un large domaine de température à une diminution jusqu'à 5×10^{-2} du rapport $n(H)/n(D)$ de 100 km à 500 km.

11. LA LIBÉRATION DES GAZ AU COURS D'UN CYCLE D'ACTIVITÉ SOLAIRE.

Afin d'avoir une vue complète de la libération de l'hélium, il convient de suivre la variation au cours d'un cycle complet d'activité solaire en tenant compte également de la variation diurne. La période

1951-1961 a été choisie puisqu'on possède des données complètes sur le flux radioélectrique du soleil et des données partielles depuis 1957 sur la variation de la période des satellites associée à la varia-

tion de température. A titre d'exemple, le flux d'atomes He^3 et He^4 libérés par cm^2 et par seconde est présenté au tableau XII pour 1954 (minimum d'activité solaire) et pour 1958 (maximum d'acti-

TABLEAU XII

LIBÉRATION DE He^3 ET He^4 EN 1954 ET 1958
VALEUR MOYENNE MENSUELLE DU NOMBRE D'ATOMES S'ÉCHAPPANT $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ PENDANT LE JOUR
(EFFET DE LA TEMPÉRATURE DE LA THERMOPAUSE)

MOIS	1954		1958	
	He^3	He^4	He^3	He^4
Janvier	$5,6 \times 10^{-3}$	4,5	$3,8 \times 10^1$	$7,8 \times 10^5$
Février	5,6	4,5	1,1	1,2
Mars.....	7,6	6,6	4,2	8,4
Avril	5,6	4,5	3,7	7,0
Mai.....	5,6	4,5	1,6	2,2
Juin	5,6	4,5	1,3	1,6
Juillet	5,6	4,5	2,0	3,1
Août	5,6	4,5	2,1	2,9
Septembre.....	5,6	4,5	2,6	3,9
Octobre	7,6	6,6	2,0	3,2
Novembre	7,7	6,9	1,2	1,6
Décembre	9,2	8,8	2,1	2,9

tivité solaire) pendant le jour. On voit immédiatement la différence énorme entre une année de soleil calme et une année de forte activité solaire. Un facteur 10^5 apparaît entre les flux de libération de He^4 . En considérant la période de 11 ans allant de 1951 à 1961, on obtient une valeur moyenne, $F_c(\text{He}^3)$, pour le flux de libération de l'hélium-3

$$(27) F_c(\text{He}^3)_{1951-1961} = 3,5 \text{ atomes cm}^{-2} \text{sec}^{-1}.$$

c'est-à-dire une valeur du même ordre de grandeur que celle qui a été déduite de la production par le rayonnement cosmique (voir § 4). Comme cette valeur est liée à la fixation du début de diffusion, à 105 km, on est donc certain que l'on trouvera en tout cas $F_c(\text{He}^3) = (2 \pm 1) \text{ cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$.

Dans les mêmes conditions, on obtient pour He^4

$$(28) F_c(\text{He}^4)_{1951-1961} = 6 \times 10^4 \text{ atomes cm}^{-2} \text{sec}^{-1}.$$

c'est-à-dire seulement une valeur de l'ordre du pourcent de la génération totale de l'hélium-4. Ce faible échappement de He^4 correspondrait à une rétention de quelque 99 % d'hélium-4 dans le manteau et la croûte terrestres et pourrait se justifier si le dégagement de l'hélium-4 de la croûte terrestre est très lent.

Comme les diverses analyses [15], [22], [36], [26], [8], [38], tendant à déterminer quel est le pourcentage d'hélium-4 produit dans la croûte terrestre passant dans l'atmosphère, ne peuvent conduire qu'à une indétermination, la solution au problème de la libération de He^4 ne peut être précisée. Par exemple, s'il est clair que la photo-ionisation de He^4 peut conduire aisément à 2×10^6 ions He^+ $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ [32], il faut également imaginer le processus d'échappement, soit par une voie directe correspondant au passage par le pôle magnétique, soit par une voie indirecte permettant à l'ion devenant atome neutre d'avoir la vitesse suffisante. Dans le cas de l'ion s'échappant directement, on s' imagine difficilement le passage suffisamment rapide, par diffusion horizontale des ions des basses latitudes aux latitudes polaires. Dans le cas d'une transformation de l'ion en atome neutre avec une énergie cinétique suffisante, il faut évidemment admettre une efficacité complète. Toutefois, il ne faut pas qu'un tel processus influence également les ions de He^3 , sinon il y aurait trop peu de He^3 dans l'atmosphère.

En fait, le résultat obtenu pour He^3 au cours d'un cycle d'activité solaire indiquant l'accord

TABLEAU XIII

CONCENTRATIONS (cm⁻³), MASSE (0 = 16) ET DENSITÉ TOTALE (gm. cm.⁻³) DE 500 km A 3000 km POUR DIVERSES TEMPÉRATURES DE LA THERMOPAUSE

TEMPÉRATURE (°K)	2133	1837	1711	1598	1412	1273	1155	1059	978
500 km :									
n(O)	1,58 × 10 ⁸	1,25 × 10 ⁸	1,10 × 10 ⁸	9,45 × 10 ⁷	6,91 × 10 ⁷	4,96 × 10 ⁷	3,49 × 10 ⁷	2,42 × 10 ⁷	1,63 × 10 ⁷
n(N ₂)	4,85 × 10 ⁷	2,90 × 10 ⁷	2,17 × 10 ⁷	1,59 × 10 ⁷	8,39 × 10 ⁶	4,35 × 10 ⁶	2,18 × 10 ⁶	1,08 × 10 ⁶	5,17 × 10 ⁵
n(He ⁴)	2,26 × 10 ⁶	2,25 × 10 ⁶	2,20 × 10 ⁶	2,19 × 10 ⁶	2,11 × 10 ⁶	2,01 × 10 ⁶	1,90 × 10 ⁶	1,77 × 10 ⁶	1,66 × 10 ⁶
n(H)	8,27 × 10 ³	1,34 × 10 ³	1,74 × 10 ³	2,28 × 10 ³	3,91 × 10 ³	6,51 × 10 ³	1,10 × 10 ⁴	1,85 × 10 ⁴	3,11 × 10 ⁴
Masse	18,9	18,2	17,9	17,6	17,0	16,5	16,1	15,7	15,3
Densité totale	6,71 × 10 ⁻¹⁵	4,8 × 10 ⁻¹⁵	4,0 × 10 ⁻¹⁵	3,3 × 10 ⁻¹⁵	2,3 × 10 ⁻¹⁵	1,5 × 10 ⁻¹⁵	1,0 × 10 ⁻¹⁵	7,1 × 10 ⁻¹⁶	4,7 × 10 ⁻¹⁶
750 km :									
n(O)	2,45 × 10 ⁷	1,49 × 10 ⁷	1,11 × 10 ⁷	8,17 × 10 ⁶	4,32 × 10 ⁶	2,30 × 10 ⁶	1,18 × 10 ⁶	6,00 × 10 ⁵	2,98 × 10 ⁵
n(N ₂)	1,84 × 10 ⁶	6,98 × 10 ⁵	3,96 × 10 ⁵	2,20 × 10 ⁵	6,58 × 10 ⁴	2,01 × 10 ⁴	5,80 × 10 ³	1,68 × 10 ³	4,71 × 10 ²
n(He ⁴)	1,42 × 10 ⁶	1,32 × 10 ⁶	1,24 × 10 ⁶	1,19 × 10 ⁶	1,06 × 10 ⁶	9,33 × 10 ⁵	8,15 × 10 ⁵	7,04 × 10 ⁵	6,08 × 10 ⁵
n(H)	7,36 × 10 ²	1,17 × 10 ³	1,51 × 10 ³	1,95 × 10 ³	3,28 × 10 ³	5,37 × 10 ³	8,89 × 10 ³	1,47 × 10 ⁴	2,42 × 10 ⁴
Masse	16,2	15,6	15,2	14,8	13,8	12,6	11,1	9,5	7,8
Densité totale	7,5 × 10 ⁻¹⁶	4,4 × 10 ⁻¹⁶	3,2 × 10 ⁻¹⁶	2,4 × 10 ⁻¹⁶	1,2 × 10 ⁻¹⁶	6,8 × 10 ⁻¹⁷	3,7 × 10 ⁻¹⁷	2,1 × 10 ⁻¹⁷	1,2 × 10 ⁻¹⁷
1000 km :									
n(O)	6,18 × 10 ⁶	2,05 × 10 ⁶	1,32 × 10 ⁶	8,34 × 10 ⁵	3,27 × 10 ⁵	1,31 × 10 ⁵	4,99 × 10 ⁴	1,92 × 10 ⁴	7,15 × 10 ³
n(N ₂)	1,65 × 10 ⁵	2,17 × 10 ⁴	9,45 × 10 ³	4,05 × 10 ³	7,18 × 10 ²	1,34 × 10 ²	2,31 × 10 ¹	4,04 × 10 ⁰	—
n(He ⁴)	9,26 × 10 ⁵	8,03 × 10 ⁵	7,29 × 10 ⁵	6,71 × 10 ⁵	5,53 × 10 ⁵	4,56 × 10 ⁵	3,70 × 10 ⁵	2,97 × 10 ⁵	2,39 × 10 ⁵
n(H)	6,60 × 10 ²	1,03 × 10 ³	1,32 × 10 ³	1,69 × 10 ³	2,79 × 10 ³	4,48 × 10 ³	7,28 × 10 ³	1,18 × 10 ⁴	1,91 × 10 ⁴
Masse	14,2	12,7	11,8	10,7	8,5	6,6	5,4	4,6	4,1
Densité totale	1,3 × 10 ⁻¹⁶	6,1 × 10 ⁻¹⁷	4,0 × 10 ⁻¹⁷	2,7 × 10 ⁻¹⁷	1,2 × 10 ⁻¹⁷	6,5 × 10 ⁻¹⁸	3,8 × 10 ⁻¹⁸	2,5 × 10 ⁻¹⁸	1,8 × 10 ⁻¹⁸
1250 km									
n(O)	8,97 × 10 ⁵	3,21 × 10 ⁵	1,80 × 10 ⁵	9,85 × 10 ⁴	2,93 × 10 ⁴	9,00 × 10 ³	2,61 × 10 ³	7,67 × 10 ²	2,20 × 10 ²
n(N ₂)	5,64 × 10 ³	8,47 × 10 ²	2,90 × 10 ²	9,64 × 10 ¹	1,05 × 10 ¹	1,24 × 10 ⁰	—	—	—
n(He ⁴)	6,21 × 10 ⁵	5,05 × 10 ⁵	4,43 × 10 ⁵	3,93 × 10 ⁵	3,03 × 10 ⁵	2,33 × 10 ⁵	1,77 × 10 ⁵	1,33 × 10 ⁵	1,00 × 10 ⁵
n(H)	5,97 × 10 ²	9,2 × 10 ²	1,16 × 10 ³	1,48 × 10 ³	2,40 × 10 ³	3,79 × 10 ³	6,05 × 10 ³	9,64 × 10 ³	1,54 × 10 ⁴
Masse	11,1	8,8	7,5	6,4	5,0	4,4	4,1	3,9	3,6
Densité totale	2,8 × 10 ⁻¹⁷	1,2 × 10 ⁻¹⁷	7,7 × 10 ⁻¹⁸	5,2 × 10 ⁻¹⁸	2,8 × 10 ⁻¹⁸	1,8 × 10 ⁻¹⁸	1,3 × 10 ⁻¹⁸	9,2 × 10 ⁻¹⁹	7,0 × 10 ⁻¹⁹
1500 km :									
n(O)	2,01 × 10 ⁵	5,65 × 10 ⁴	2,79 × 10 ⁴	1,33 × 10 ⁴	3,06 × 10 ³	7,34 × 10 ²	1,65 × 10 ²	3,76 × 10 ¹	8,43 × 10 ⁰
n(N ₂)	4,12 × 10 ²	4,06 × 10 ¹	1,20 × 10 ¹	2,91 × 10 ⁰	—	—	—	—	—
n(He ⁴)	4,27 × 10 ⁵	3,27 × 10 ⁵	2,78 × 10 ⁵	2,39 × 10 ⁵	1,72 × 10 ⁵	1,25 × 10 ⁵	8,86 × 10 ⁴	6,25 × 10 ⁴	4,43 × 10 ⁴
n(H)	5,43 × 10 ²	8,25 × 10 ²	1,03 × 10 ³	1,30 × 10 ³	2,08 × 10 ³	3,23 × 10 ³	5,09 × 10 ³	7,97 × 10 ³	1,25 × 10 ⁴
Masse	7,8	5,8	5,1	4,6	4,2	4,0	3,9	3,7	3,3
Densité totale	8,2 × 10 ⁻¹⁸	3,7 × 10 ⁻¹⁸	2,6 × 10 ⁻¹⁸	1,9 × 10 ⁻¹⁸	1,2 × 10 ⁻¹⁸	8,5 × 10 ⁻¹⁹	6,0 × 10 ⁻¹⁹	4,3 × 10 ⁻¹⁹	3,2 × 10 ⁻¹⁹
2000 km :									
n(O)	1,32 × 10 ⁴	3,40 × 10 ³	9,34 × 10 ²	3,40 × 10 ²	5,00 × 10 ¹	7,65 × 10 ⁰	1,08 × 10 ⁰	—	—
n(N ₂)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
n(He ⁴)	2,16 × 10 ⁵	1,48 × 10 ⁵	1,19 × 10 ⁵	9,63 × 10 ⁴	6,14 × 10 ⁴	3,98 × 10 ⁴	2,52 × 10 ⁴	1,59 × 10 ⁴	1,00 × 10 ⁴
n(H)	4,57 × 10 ²	6,76 × 10 ²	8,35 × 10 ²	1,04 × 10 ³	1,60 × 10 ³	2,43 × 10 ³	3,71 × 10 ³	5,64 × 10 ³	8,60 × 10 ³
Masse	4,7	4,2	4,1	4,0	3,9	3,8	3,6	3,2	2,6
Densité totale	1,8 × 10 ⁻¹⁸	1,1 × 10 ⁻¹⁸	8,2 × 10 ⁻¹⁹	6,5 × 10 ⁻¹⁹	4,1 × 10 ⁻¹⁹	2,7 × 10 ⁻¹⁹	1,7 × 10 ⁻¹⁹	1,1 × 10 ⁻¹⁹	8,1 × 10 ⁻²⁰
2500 km :									
n(O)	1,29 × 10 ³	1,45 × 10 ²	4,60 × 10 ¹	1,38 × 10 ¹	1,30 × 10 ⁰	—	—	—	—
n(N ₂)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
n(He ⁴)	1,18 × 10 ⁵	7,35 × 10 ⁴	5,59 × 10 ⁴	4,29 × 10 ⁴	2,46 × 10 ⁴	1,45 × 10 ⁴	8,24 × 10 ³	4,69 × 10 ³	2,69 × 10 ³
n(H)	3,92 × 10 ²	5,67 × 10 ²	6,91 × 10 ²	8,47 × 10 ²	1,27 × 10 ³	1,88 × 10 ³	2,80 × 10 ³	4,15 × 10 ³	6,17 × 10 ³
Masse	4,1	4,0	4,0	4,0	3,8	3,7	3,2	2,6	1,9
Densité totale	8,2 × 10 ⁻¹⁹	4,9 × 10 ⁻¹⁹	3,7 × 10 ⁻¹⁹	2,9 × 10 ⁻¹⁹	1,7 × 10 ⁻¹⁹	9,9 × 10 ⁻²⁰	5,9 × 10 ⁻²⁰	3,8 × 10 ⁻²⁰	2,8 × 10 ⁻²⁰
3000 km :									
n(O)	1,37 × 10 ²	1,12 × 10 ¹	3,12 × 10 ⁰	—	—	—	—	—	—
n(N ₂)	—	—	—	—	—	—	—	—	—
n(He ⁴)	6,88 × 10 ⁴	3,93 × 10 ⁴	2,85 × 10 ⁴	2,09 × 10 ⁴	1,09 × 10 ⁴	5,85 × 10 ³	3,04 × 10 ³	1,58 × 10 ³	8,25 × 10 ²
n(H)	3,42 × 10 ²	4,84 × 10 ²	5,83 × 10 ²	7,06 × 10 ²	1,04 × 10 ³	1,50 × 10 ³	2,18 × 10 ³	3,16 × 10 ³	4,59 × 10 ³
Masse	4,0	4,0	3,9	3,9	3,7	3,4	2,8	2,0	1,5
Densité totale	4,6 × 10 ⁻¹⁹	2,6 × 10 ⁻¹⁹	1,9 × 10 ⁻¹⁹	1,4 × 10 ⁻¹⁹	7,4 × 10 ⁻²⁰	4,1 × 10 ⁻²⁰	2,4 × 10 ⁻²⁰	1,6 × 10 ⁻²⁰	1,3 × 10 ⁻²⁰

entre la production et la libération de cet élément conduit à conclure qu'une rétention très importante de He^4 généré par radioactivité dans la croûte terrestre pourrait exister. Une cause de libération influençant He^4 et non He^3 n'étant cependant pas exclue, il en résulte que des données quantitatives concernant la libération de He^4 sont difficiles à obtenir.

12. LES CONCENTRATIONS ATMOSPHÉRIQUES DE 500 KM A 3000 KM.

En reprenant les déterminations des concentrations thermosphériques de l'azote, de l'oxygène, de l'hélium et de l'hydrogène basées sur la distribution de la température du tableau I, des paramètres physiques du tableau II, la concentration de He^4 du tableau V avec diffusion à 105 km et un flux de $2,5 \times 10^7$ atomes $\text{H cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ à 100 km, on obtient les concentrations présentées au tableau XIII.

La variation de la masse moléculaire de 500 km où $M = 17 \pm 2$ à 3000 km où $M = 2,5 \pm 1,5$ indique comment la constitution de l'hétérosphère passe successivement d'une composition azote moléculaire-oxygène atomique à celle d'une composition hélium-hydrogène en passant par une atmosphère composée essentiellement d'hélium. Aux hautes températures, l'hélium reste encore l'élément essentiel même à 3000 km et l'hydrogène ne joue un rôle important que lorsque la température tend vers 1000 °K.

Il convient, cependant, avant de terminer, de

souligner encore quelques points. Tout d'abord, la distribution de l'oxygène atomique peut toujours être considérée en équilibre hydrostatique jusqu'aux plus grandes distances, car il n'y a pas d'échappement de cet élément. L'hélium neutre peut être influencé à distance suffisante du centre de la Terre, car la libération existe. Dans le cas de l'hydrogène, on peut considérer que sa distribution jusqu'à 3000 km ne diffère pas beaucoup d'une distribution hydrostatique. Ainsi, les données du tableau XIII correspondent à la distribution normale des divers constituants basées sur les conditions fixées à la base de la couche isotherme.

Le cas de la distribution de l'hydrogène correspond à un cas stationnaire où aucune perturbation n'a été introduite. Cependant, toute variation qui se manifeste avec rapidité à 500 km (quelques heures) atteint aisément le domaine de la thermosphère inférieure vers 100-120 km en un à deux jours. Dès lors, le problème de la distribution verticale de l'hydrogène ne peut être complètement résolu sans envisager à la fois sa variation en fonction du temps (variation diurne) et les conditions aux limites (sa production au-dessous de 100 km).

Il y aura donc lieu de procéder à de nombreuses observations de la constitution de l'hétérosphère où l'hélium et l'hydrogène interviennent comme éléments principaux. Des variations apparaîtront qui seront à mettre en parallèle avec celles de la température de la thermopause. Elles seront donc associées aux variations du flux solaire et du refroidissement de l'atmosphère par conduction.

Manuscrit reçu le 5 août 1962.

RÉFÉRENCES

- [1] BATES D. R. and McDOWELL M. R. C., 1957, Atmospheric Helium, *J. Atm. Terr. Phys.*, **11**, 200 and 1959, **16**, 393.
- [2] BATES D. R. and PATTERSON T. N. L., 1961, Hydrogen Atoms and Ions in the Thermosphere and Exosphere, *Planetary and Space Science*, **5**, 257 and 328.
- [3] BIRCH F., 1954, Heat from Radioactivity, Chapter 5, 148 in H. Faul, *Nuclear Geology*, John Wiley, New York.
- [4] BYUNTER E. K., 1958, Gas Dissipation from Planetary Atmospheres. *Astron. J.*, U. S. S. R., **35**, 572 and 1959, **36**, 89.
- [5] BYUNTER E. K., 1959, On the Dissipation of Hydrogen from Planetary Atmospheres, *Soviet Physics, Doklady*, **124**, 53.
- [6] CHAPMAN S. and COWLING T. G., 1939, The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge Univ. Press.
- [7] CHUBB T. A., FRIEDMAN H., KREPLIN R. W. and MANGE P., 1961, Lyman- α Radiation in the Night Sky, *Mémoires Soc. Roy. Sc. Liège*, **4**, 437.
- [8] DAMON P. E., 1957, Terrestrial Helium, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **11**, 200.
- [9] DAMON P. E. and KULP J. L., 1958, Inert Gases and the Evolution of the Atmosphere, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, **13**, 280.
- [10] DESSLER A. J., 1959, Ionosphere Heating by Hydromagnetic Waves, *J. Geophys. Res.*, **64**, 397.
- [11] DONAHUE T. M., 1962, Excitation of the Lyman- α in the Night Sky, *Space Science Reviews*, **1**, 135.
- [12] FIREMAN E. L., 1953, Measurement of the (n, H^3) Cross Section in Nitrogen and its Relationship to the Tritium Production in the Atmosphere, *Phys. Rev.*, **91**, 922.

- [13] FRANSIS W. E. and KARPLUS R., 1960, Hydro-magnetic Waves in the Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **65**, 3593.
- [14] GILVARRY J. J., 1961, Escape of Planetary Atmospheres, *Phys. Fluids*, **4**, 2 and 8.
- [15] GOLDSCHMIDT V. W., 1937, Geochemische Verteilungsgesetze der Elemente. IX, Die Mengenverhältnisse der Elemente und der Atom-Arten, *Skripter Norske Videnskaps Akad Oslo*, I, Mat-Naturv. Klasse, Nr., 4.
- [16] HARTECK P. und JENSEN J. H. D., 1948, Ueber den Sauerstoffgehalt der Atmosphäre, *Zeit. Naturforschung*, **3a**, 591.
- [17] HERRING J. and KYLE L., 1961, Density in a Planetary Exosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 1980.
- [18] JACCHIA L. G., 1961, Satellite Drag During the Events of November 1960, *Proc. Second Intern. Space Science Symp., Florence April 10-14*, North Holland Publ. Cy, Amsterdam, 747.
- [19] JACCHIA L. G., 1961, A Working Model for the Upper Atmosphere, *Nature*, **192**, 1147.
- [20] JOHNSON C. Y., 1961, Aeronomic Parameters from Mass Spectrometry, *Annales Géophys.*, **17**, 100.
- [21] KREPLIN R. W., FRIEDMAN H., CHUBB T. A. and MANGE P., 1962, Further Comments on the Role of Secondary Scattering in the Lyman- α Problem, *Planetary and Space Science*, **9**, 68.
- [22] LINDEMANN F. A., 1939, Observations on the Discussion on the Constitution of the Upper Atmosphere, *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **45**, 330.
- [23] MANGE P., 1955, Diffusion Processes in the Thermosphere, *Annales Géophys.*, **11**, 153.
- [24] MANGE P., 1957, The Theory of Molecular Diffusion in the Atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **62**, 279.
- [25] MANGE P., 1961, Diffusion in the Thermosphere, *Annales Géophys.*, **17**, 277.
- [26] MAYNE K. L., 1956, Terrestrial Helium, *Geochim. et Cosmochim. Acta*, **9**, 174 and 1957, **11**, 201.
- [27] MEADOWS E. B. and TOWNSEND J. W., 1958, Diffusive Separation in the Winter Night-Time Arctic Upper Atmosphere 112 to 150 km, *Annales Géophys.*, **14**, 80.
- [28] NICOLET M., 1957, The Aeronomic Problem of Helium, *Annales Géophys.*, **13**, 1.
- [29] NICOLET M., 1960, Les variations de la densité et du transport de la chaleur par conduction dans l'atmosphère supérieure, *Proc. First Intern. Space Science Symp., Nice, January 11-16*, 1960, North Holland Pub. Cy., Amsterdam, 46.
- [30] NICOLET M., 1961, Structure of the Thermosphere, *Planetary and Space Science*, **5**, 1.
- [31] NICOLET M., 1961, Les modèles atmosphériques et l'hélium, *Proc. Second Intern. Space Science Symp., Florence, April, 10-14*, North Holland Pub. Cy, Amsterdam, 896.
- [32] NICOLET M., 1961, Helium, an Important Constituent in the Lower Exosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 2263.
- [33] NICOLET M., 1961, Density of the Heterosphere Related to Temperature, *Smithsonian Astrophys. Obs., Special Report*, n° 75.
- [34] POKHUNKOV A. A., 1961, Études au moyen du spectrographe de masse de paramètres de l'atmosphère terrestre entre 100 et 210 km, *Iskusstvennyye Sputniki Zemli*, **7**, 89.
- [35] PURCELL J. D. and TOUSEY R., 1961, The Profile of Solar Lyman- α , *Mémoires Soc. Roy. Sc. Liège*, **4**, 283.
- [36] RANKAMA K., 1954, Isotope Geology, Pergamon Press, London.
- [37] SPITZER L., Jr. 1952, The Terrestrial Atmosphere Above 300 km, Chap. VII in *The Atmospheres of the Earth and Planets*, 2nd Ed., Edit. G. P. Kuiper, Univ. of Chicago Press.
- [38] TUREKIAN K. K., 1959, The Terrestrial Economy of Helium and Argon, *Geochimica and Cosmochimica Acta*, **17**, 37.
- [39] UREY H. C., 1959, The Atmosphere of Planets, *Encyclopedia of Physics*, Springer-Verlag, Berlin vol. 52, 363.