INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3, avenue Circulaire, UCCLE - BRUXELLES 18

AERONOMICA ACTA

A - N° 6 - 1960

Effets de l'ultraviolet lointain solaire sur l'atmosphère de la terre et des autres planètes

par M. NICOLET

BELGISCH INSTITUUT VOOR RUIMTE-AERONOMIE

3, Ringlaan, UKKEL - BRUSSEL 18

AVANT-PROPOS

"Effets de l'ultraviolet lointain solaire sur l'atmosphère de la Terre et des autres Planètes" est l'exposé que j'ai fait au Symposium de Liège sur le spectre ultraviolet lointain en juillet 1960.

VOORWOORD

"Effets de l'ultraviolet lointain solaire sur l'atmosphère de la Terre et des autres Planètes" is de uiteenzetiing welke ik gehouden heb op het Symposium te Luik over het verre-ultraviolet spectrum in juli 1960.

FOREWORD

"Effets de l'ultraviolet lointain solaire sur l'atmosphère de la Terre et des autres Planètes" is a report presented in Liège during the Symposium on the far ultraviolet spectrum in July 1960.

VORWORT

"Effets de l'ultraviolet lointain solaire sur l'atmosphère de la Terre et des autres Planètes" ist das Exposé, das ich in Liège während der Sitzung über das ferne ultraviolet Spektrum in Juli 1960 vorgestellt habe.

EFFETS DE L'ULTRAVIOLET LOINTAIN SOLAIRE SUR L'ATMOSPHERE DE LA TERRE ET DES AUTRES PLANETES.

par Marcel NICOLET

I. INTRODUCTION

Cet exposé devrait fournir une explication des actions du rayonnement ultraviolet solaire sur les atmosphères planétaires. En fait, les actions sont tellement nombreuses et finalement compliquées qu'il n'est pas possible de les discuter en détail.

Tout d'abord, il faudrait connaître dans les détails le spectre ultraviolet solaire pour lequel on a obtenu seulement les premières données. En effet, on sait que l'émission du soleil dans ce domaine spectral est constituée essentiellement de radiations monochromatiques, parmi lesquelles on trouve les raies de l'hydrogène de l'hélium et des éléments tels que C, N, O, Ne, plusieurs fois ionisés. Dès lors, chaque radiation doit être connue par une valeur précise de l'énergie atteignant le sommet des atmosphères planétaires si l'on veut faire la part exacte de chaque domaine spectral.

Ensuite, les constituants des atmosphères planétaires se présentent dans des proportions totalement différentes. Si les constituants essentiels de l'atmosphère terrestre sont l'azote et l'oxygène, CO_2 est un élément important de Vénus et de Mars alors que CH_4 et NH_3 sont les éléments de Jupiter et des autres planètes extérieures sans que l'on puisse préciser quelles sont les porpor-

tions exactes de constituants sans absorption visible comme N_2 et H_2. De plus, la non-connaissance des abondances de O_2 et de H_2O rend le problème des réactions chimiques indéterminé.

Enfin, dans certains cas, les coefficients d'absorption ne sont pas encore connus avec une précision suffisante pour permettre d'effectuer les distinctions nécessaires entre les divers processus de dissociation et d'ionisation.

En conséquence, cet exposé doit être considéré comme un guide pour des recherches plus détaillées. D'ailleurs, la littérature comprend de nombreuses publications dont il n'est pas encore possible d'extraire les conclusions suffisamment précises.

2. NOMENCLATURE

Dans la description de l'atmosphère terrestre on a pris l'habitude de distinguer diverses régions caractérisées par le gradient de température (voir Nicolet 1960b).

Nous retiendrons la troposphère car elle représente toujours la couche inférieure de la planète, la stratosphère pour indiquer que la température a atteint un maximum, la mésosphère où un ensemble des processus photochimiques intervient sans nécessairement influencer la constitution et enfin la thermosphère où la température doit atteindre un maximum dans le cadre de la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur et de la conduction de la chaleur résultant de l'absorption du rayonnement ultraviolet.

De même, l'ionosphère pourra être définie suivant l'état d'ionisation résultant de l'effet des rayons X solaires et du rayonnement ultraviolet de courte longueur d'onde.

Quant aux phénomènes photochimiques et surtout aux réactions subséquentes, ils ne peuvent être encore analysés dans les atmosphères planétaires. Ils dépendent en effet des proportions exactes des divers constituants et jusqu'à présent on ignore même quelles sont les proportions des constituants principaux. En fait, on peut arriver à n'importe quelle conclusion si on fait des hypothèses sur les abondances relatives des constituants.

3. LES CONSTANTES SOLAIRES

Il est possible de considérer, en première approximation, les problèmes planétaires sous la même forme lorsque les durées du jour ne sont pas très différentes de ceux de la Terre : de 10 à 24 heures. Les exceptions sont Mercure présentant toujours la même face au Soleil et Vénus dont on ne connaît pas la durée de rotation. Ainsi, la distance représente le facteur essentiel et les constantes solaires sont à considérer :

Mercure	13.3 cal $min^{-1} cm^{-2}$
Venus	3.8
Terre	2.0
Mars	0.86
Jupiter	7.4×10^{-2}
Saturne	2.2×10^{-2}
Uranus	5.4×10^{-3}

Neptune	2.2×10^{-3}
Pluton	1.3×10^{-3}

Il est bien entendu que les énergies ultraviolettes qui parviendront au sommet des diverses atmosphères seront dans les même proportions. Cependant, le problème de Mercure est un problème spécial par suite de sa rotation et de la perte de la majeure partie de son atmosphère. Toutes les radiations atteindraient le sol si son atmosphère correspondait à 10^{-9} atmosphère. Cependant, si l'atmosphère de Mercure correspondait au moins à 10^{-6} atmosphère, l'existence d'une ionosphère serait certaine. Néanmoins, l'existence permanente d'un jour et d'une nuit exige une analyse spéciale. Le cas de Vénus ne pourrait être analogue à celui de la Terre que si la durée de rotation était suffisamment courte. Une durée de rotation de plus de 15 jours introduirait un facteur dont il faudrait tenir compte.

Quant aux planètes allant de Jupiter à Neptune à rotation rapide, l'énergie est nettement plus faible que celle qui atteint l'atmosphère terrestre et les processus de dissociation et d'ionisation seront à priori moins importants.

Enfin, les problèmes d'émission infrarouge présenteront des caractères différents suivant que l'on a affaire à des molécules telles que H_2, O_2, N_2 ou à CH, CH_4, CO, CO_2, NH, NH_3, ... L'équilibre thermique sera fonction de la présence ou de l'absence de molécules avec dipole permanent.

4. EFFET DES RAYONS X

Bien que l'on ne possède pas suffisamment de détails sur la distribution spectrale du rayonnement X émis par le soleil, on sait néanmoins que, dans le domaine spectral compris entre 100 A et 10 A, l'énergie au cours d'un cycle solaire (au sommet de l'atmosphère terrestre) est compris entre 0.1 et 0.5 erg $cm^{-2}sec^{-1}$ (voir Friedman 1960). Ceci permet d'utiliser, en grossière approximation, un nombre de photons de l'ordre de 10^9 $cm^{-2}sec^{-1}$ utilisable pour l'ionisation dans l'atmosphère terrestre.

Dans le cas des flambes solaires (solar flares), un effet se manifeste dans le domaine des longueurs d'onde inférieures à 10 A. Une analyse récente (Nicolet et Aikin, 1960) basée sur les données obtenues par le US Naval Research Laboratory a permis une discussion des effets temporaires dans l'atmosphère terrestre dans la région D (coefficient d'absorption inférieur à $10^{-19}cm^2$).

Dès lors, les effets du rayonnement solaire au-dessous d'une certaine longueur d'onde ne seront importants que dans le cas des flambes solaires et des phénomènes subséquents.

A la figure 1, nous avons représenté les sections efficaces pour l'absorption pour le domaine spectral de 0.01 A à 1A. Tout d'abord, on voit que, dans l'air, de 0.01 A à 0.3 A l'absorption varie seulement d'un facteur 4. Ceci correspond pour l'épaisseur optique unité à des altitudes de 26 km à 40 km, c'est-à-dire absorption au sein de la stratosphère. Comme les constituants planétaires sont constitués essentiellement de carbone, d'azote

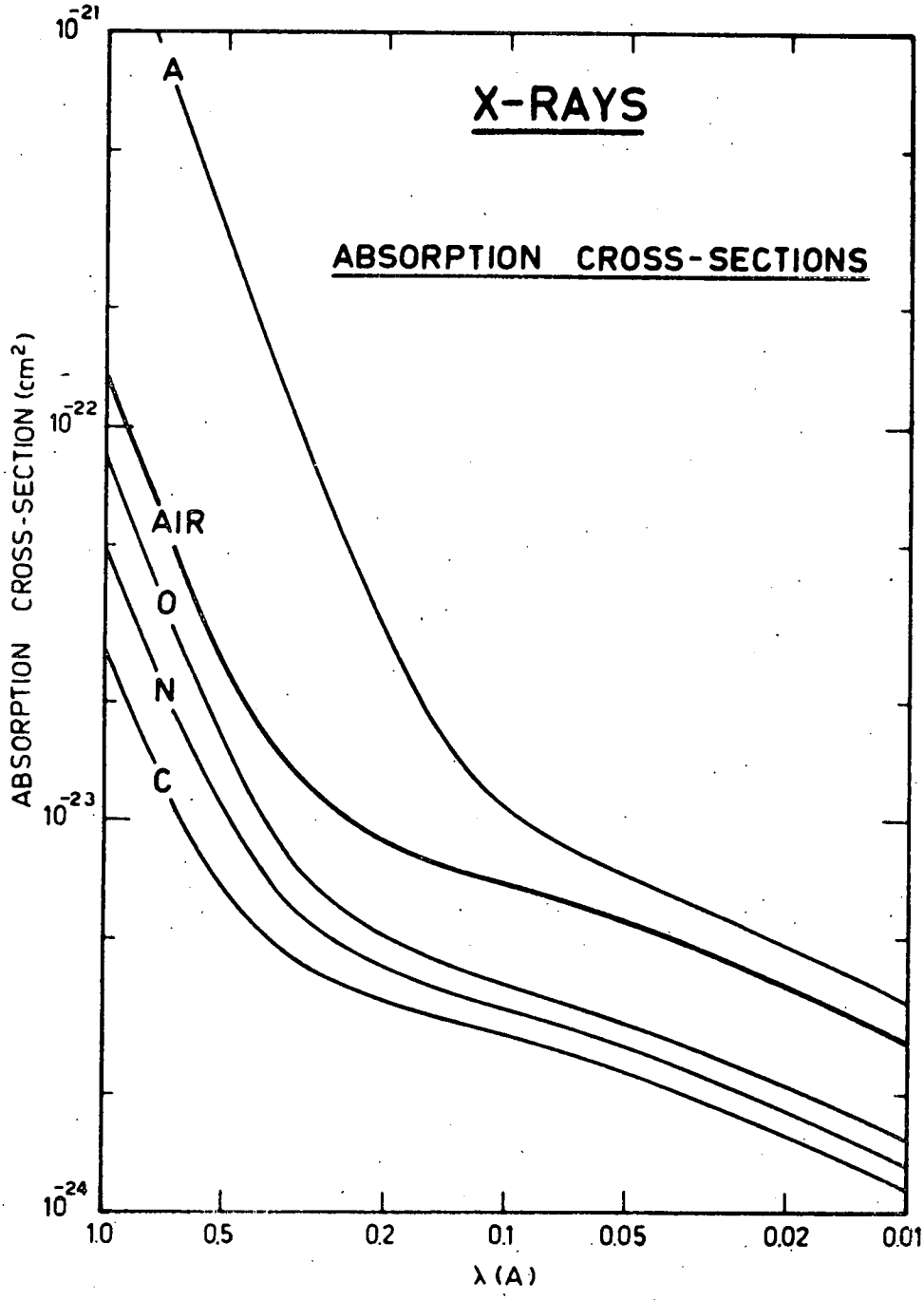
X-RAYS
ABSORPTION CROSS-SECTIONS
A
AIR
O
N
C
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
10⁻²¹
10⁻²²
10⁻²³
10⁻²⁴
1.0
0.5
0.2
0.1
0.05
0.02
0.01
λ (A)

Fig. 1

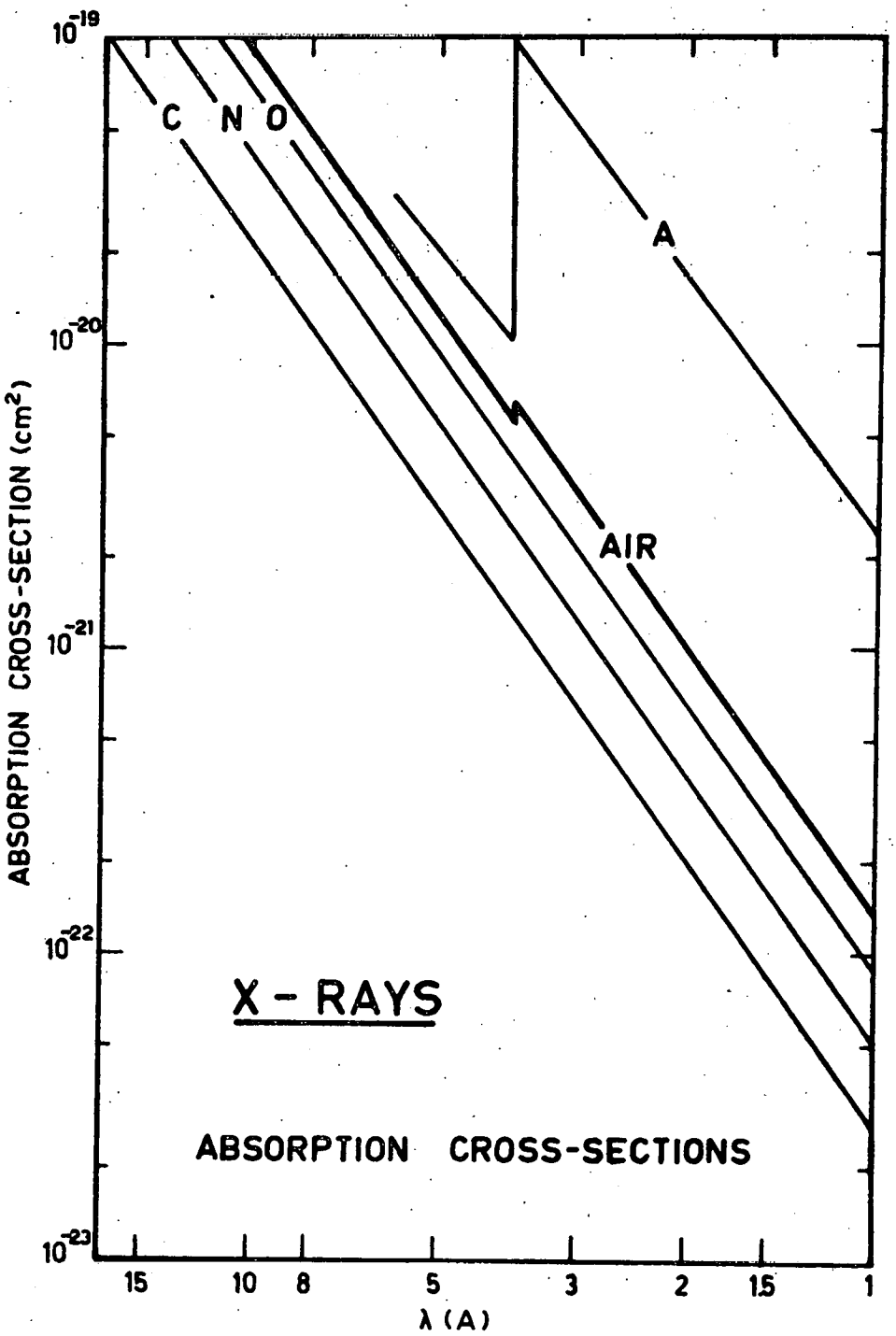
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
10^{-22}
10^{-23}
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm^2)
C
N
O
A
AIR
X - RAYS
ABSORPTION CROSS-SECTIONS
15
10
8
5
3
2
1.5
1
λ (A)

Fig. 2

et d'oxygène pouvant jouer un rôle dans ce domaine spectral, l'effet essentiel se manifestera où la densité est de l'ordre de 10^{-6}gm cm^{-3}.

La figure 2 fournit l'absorption de 1 à 16 A dont le coefficient croît de 10^{-22} cm^2 à 10^{-19}cm^2, c'est-à-dire d'un facteur de l'ordre de 1000. Ce domaine spectral est particulièrement efficace au cours des flambes solaires et il correspond à des densités moléculaires allant de 10^{-6}gm cm^{-3} à 10^{-9} gm cm^{-3}.

Le domaine spectral des rayons X solaires ayant une action permanente d'ionisation est représenté à la figure 3. On voit immédiatement que l'existence de la discontinuité K pour le carbone, l'azote et l'oxygène est un facteur essentiel divisant en deux parties le domaine spectral de 100 A à 10A. Ainsi, dans l'atmosphère terrestre, le domaine spectral de 100 à 31 A correspond au point de vue de l'absorption à celui de 30 A à 10A. C'est pourquoi la région allant de 100 à 30 A où l'énergie solaire est beaucoup plus importante que celle émise entre 30 et 10 A doit être retenue. Comme le coefficient varie de 10^{-18} cm^2 à 10^{-19}cm^2, les maxima d'ionisation sont donnés par des colonnes de 10^{18} à 10^{19} molécules par cm^2, c'est-à-dire au-dessus de 100 km dans l'atmosphère terrestre. C'est pourquoi la structure de la région E de l'ionosphère terrestre dépend de l'intensité des rayons X de 100 A à 30 A émis par le soleil.

Il convient donc de voir quel est le comportement de constituants planétaires tels que CO_2, CO, CH_4 et NH_3. La figure 4 représentant la distribution du coefficient conduisant à l'ionisation de

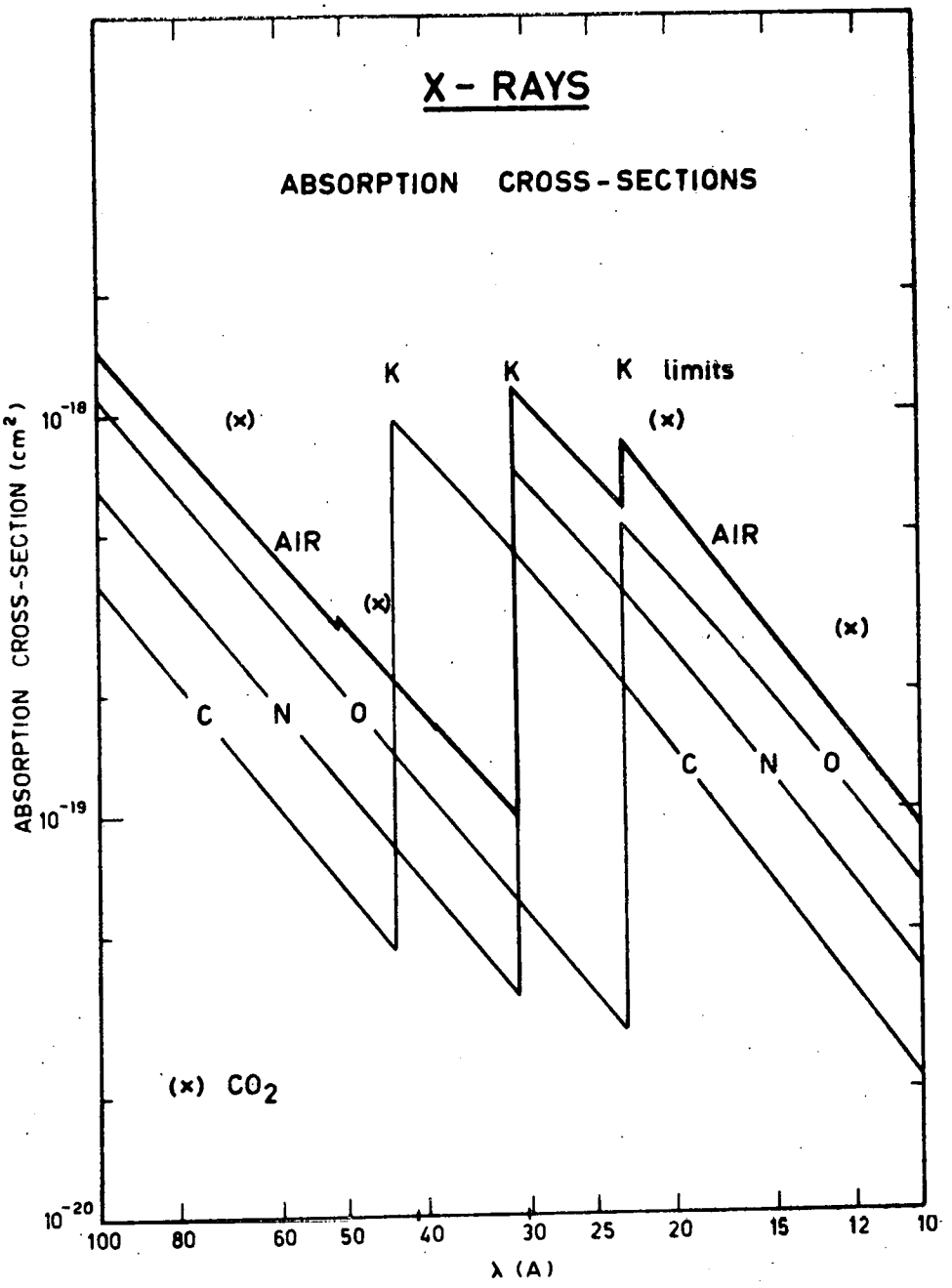
X - RAYS
ABSORPTION CROSS-SECTIONS
K
K
K limits
(x)
(x)
AIR
AIR
(x)
(x)
C
N
O
C
N
O
(x) CO2
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
10⁻¹⁸
10⁻¹⁹
10⁻²⁰
100
80
60
50
40
30
25
20
15
12
10
λ (A)

Fig. 3

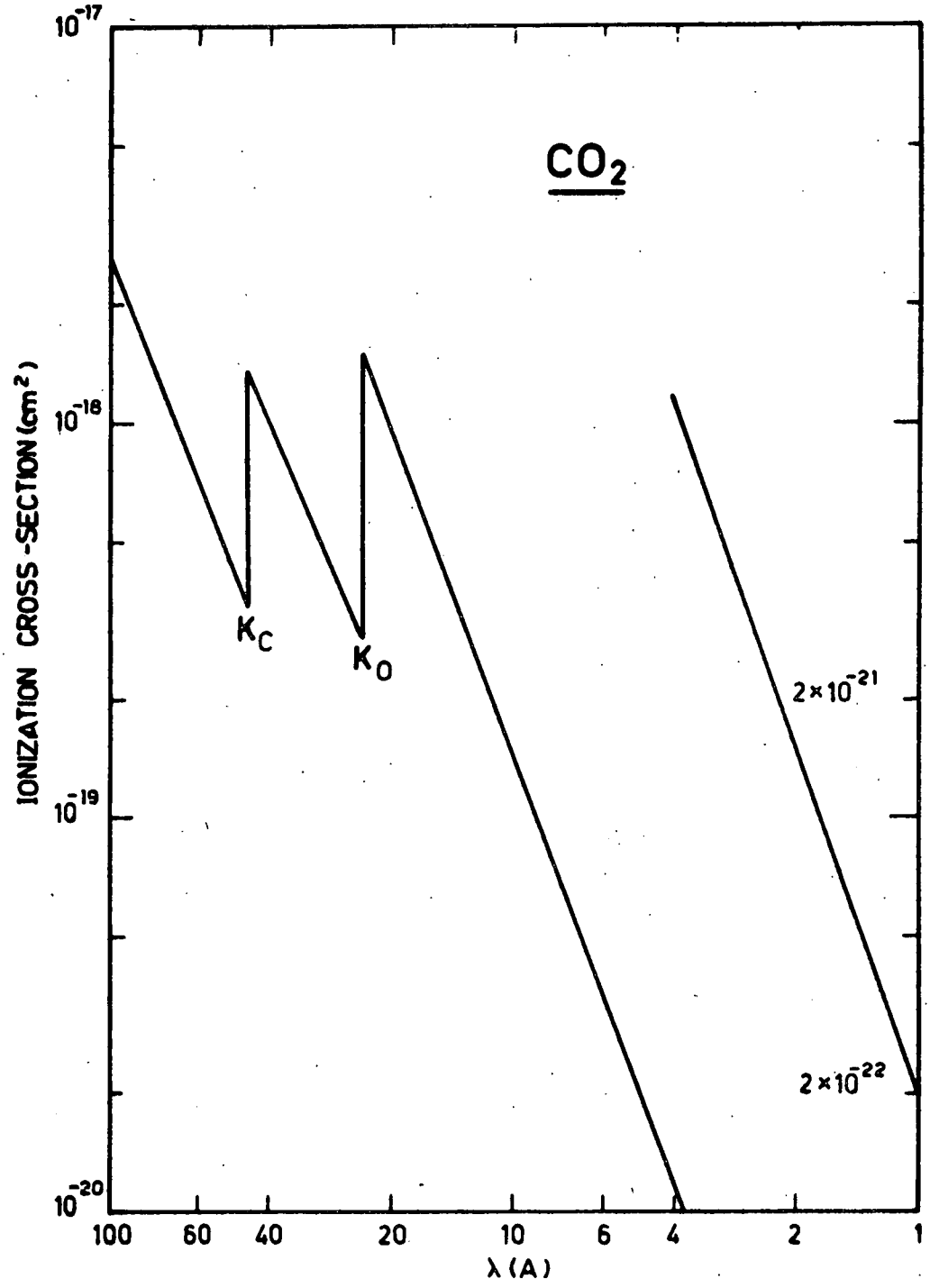
CO_2
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
10^{-17}
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
K_C
K_O
2×10^{-21}
2×10^{-22}
100
60
40
20
10
6
4
2
1
λ (A)

Fig. 4

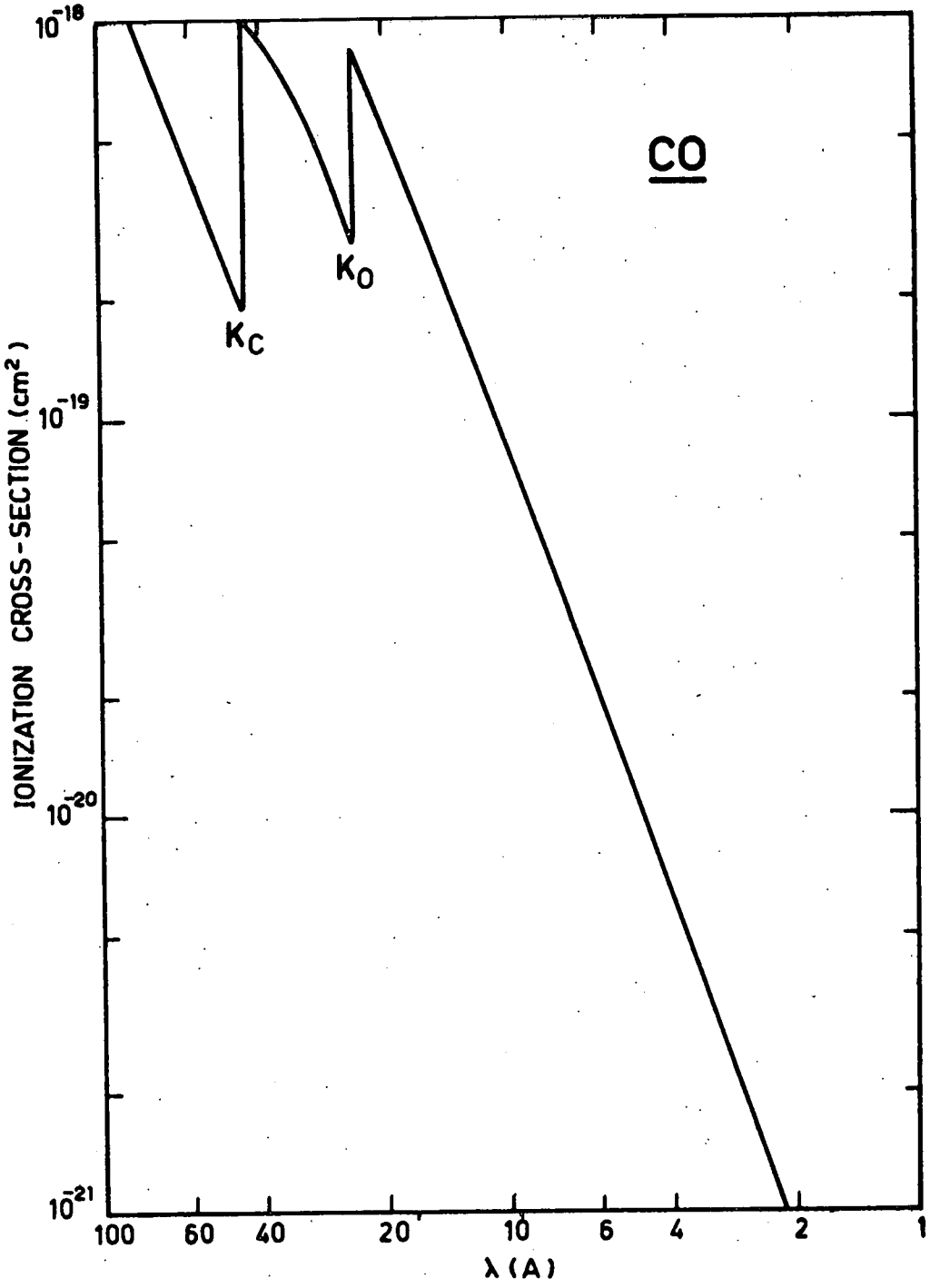
CO
K_C
K_O
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
100
60
40
20
10
6
4
2
1
λ (A)

Fig. 5

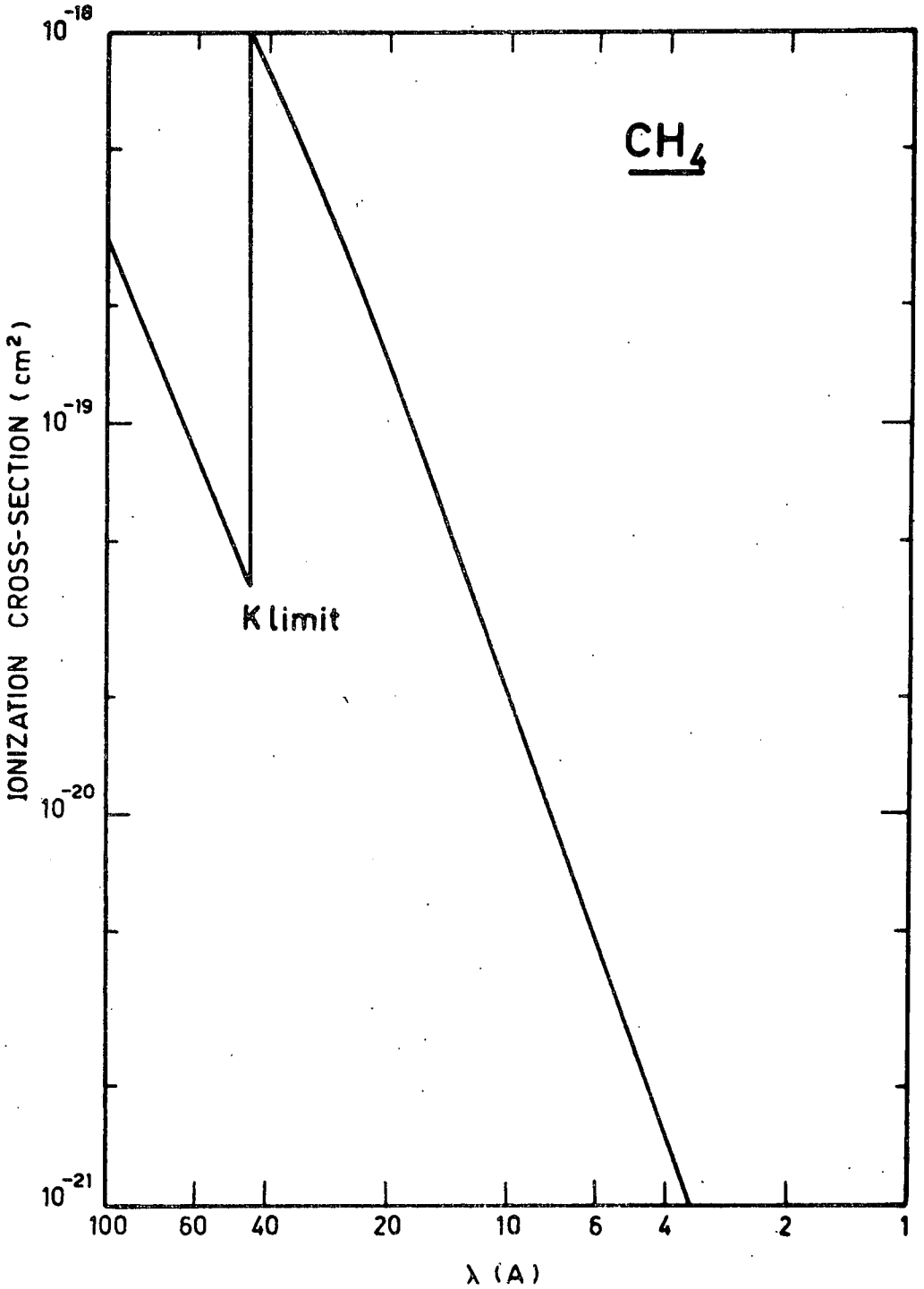
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
IONIZATION CROSS-SECTION (cm^2)
CH_4
K limit
100
60
40
20
10
6
4
2
1
λ (A)

Fig. 6

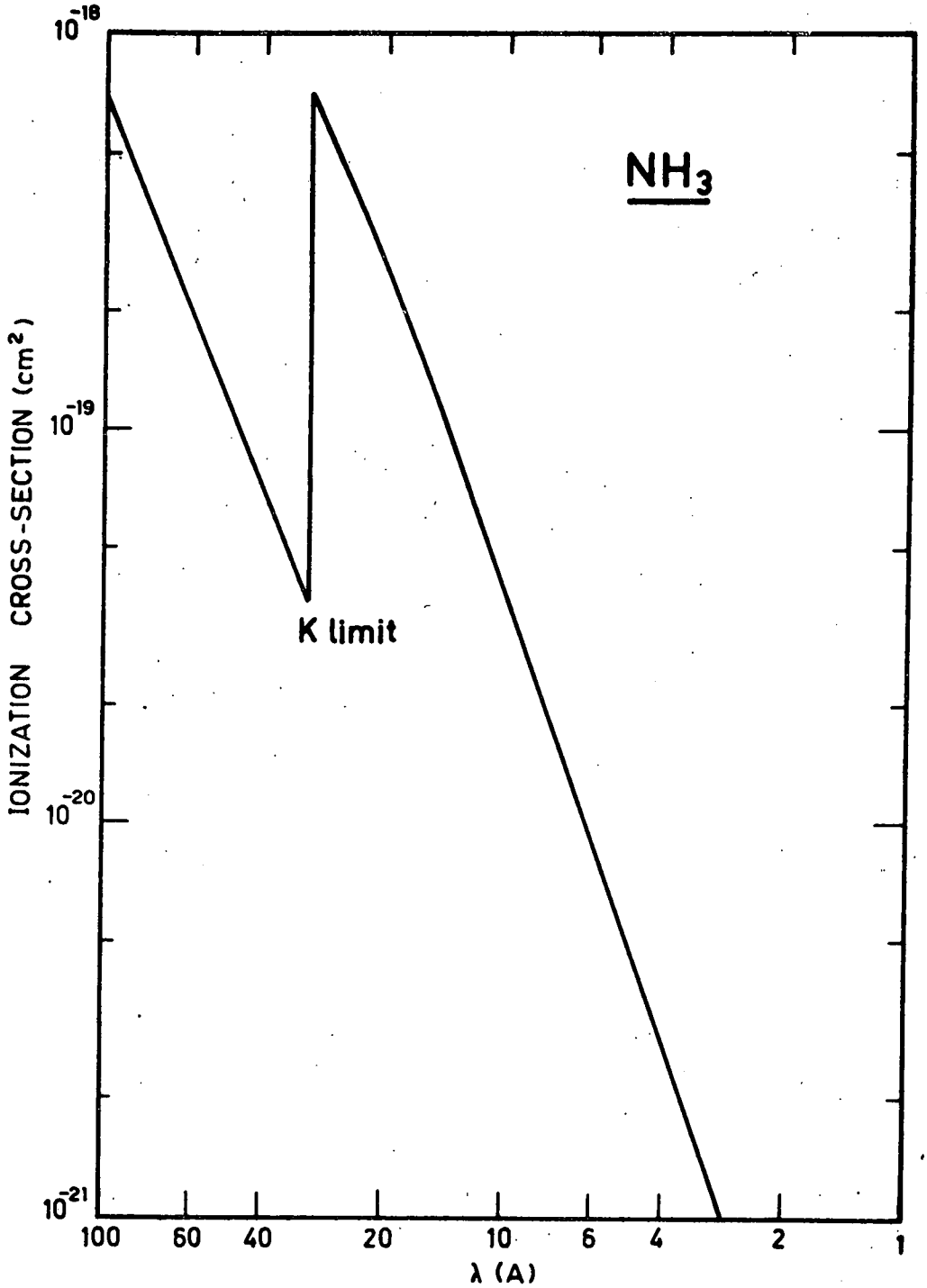
10^{-18}
10^{-19}
10^{-20}
10^{-21}
IONIZATION CROSS-SECTION (cm^2)
NH_3
K limit
100
60
40
20
10
6
4
2
1
λ (A)

Fig. 7

CO_2 montre que la valeur de la section efficace entre 80 A et 13 A varie entre 1.5×10^{-18} cm^2 et $3 \times 10^{-19} cm^2$ et qu'une valeur de $(1.0 \pm 0.5) \times 10^{-18} cm^2$ peut être adoptée en première approximation pour tout le domaine spectral. Quant à CO (voir Fig.5) on peut adopter dans les mêmes conditions $(6 \pm 4) \times 10^{-19}$ cm^2. Les molécules CH_4 et NH_3 ont des sections efficaces plus faibles; les figures 6 et 7 montrent que les valeurs varient d'environ un facteur 10 à partir de 100 A jusqu'à la limite K. La valeur moyenne du coefficient d'absorption de CH_4 de 100 A à 45 A est égale à $(1.75 \pm 1.25) \times 10^{-19} cm^2$ tandis que de 44 A à 30 A, la valeur atteint $(7 \pm 3) \times 10^{-19} cm^2$. La section efficace de NH_3 variant de 7×10^{-19} cm^2 à 100 A jusqu'à 4×10^{-20} cm^2 à 31 A correspond pour ce domaine spectral à une forte variation de 2.5×10^{19} à 1.5×10^{18} molécules par cm^2 pour atteindre le maximum d'absorption.

Ces divers résultats montrent qu'un ordre de grandeur est donné pour l'absorption par tous les constituants (comprenant au moins un atome de carbone, d'azote ou d'oxygène) des rayons X solaires dans le domaine spectral effectif de 100 A à 30 A. Il correspond à des valeurs comprises entre 10^{-18} cm^2 et $10^{-19} cm^2$.

Ainsi, il apparaît qu'à une altitude déterminée le coefficient d'ionisation par les rayons X sera de l'ordre de $5 \times 10^{-10} sec^{-1}$ à la distance d'une unité astronomique du soleil. En conséquence, nous écrirons pour tenir compte de la variation spectrale de la section efficace d'absorption que le coefficient d'ionisation $I_\infty(X)$ par le rayonnement X est donné vers le maximum d'activité solaire par

$$I_{\infty}(X) = (5 \pm 4) \times 10^{-10} sec^{-1} \quad (1)$$

au sommet de l'atmosphère terrestre.

Les valeurs cprrespondantes du coefficient d'ionisation pour les diverses planètes seront donc, en toute première approximation :

Mercure : $I_{Me}(X) = (3.5 \pm 3.0) \times 10^{-9} sec^{-1}$ (2)

Venus : $I_{Ve}(X) = (1.0 \pm 0.8) \times 10^{-9} sec^{-1}$ (3)

Mars : $I_{Ma}(X) = (2.0 \pm 1.5) \times 10^{-10} sec^{-1}$ (4)

Jupiter : $I_{Ju}(X) = (2.0 \pm 1.5) \times 10^{-11} sec^{-1}$ (5)

Saturne : $I_{Sa}(X) = (5 \pm 4) \times 10^{-12} sec^{-1}$ (6)

Uranus : $I_{Ur}(X) = (1.5 \pm 1) \times 10^{-12} sec^{-1}$ (7)

Neptune : $I_{Ne}(X) = (5 \pm 4) \times 10^{-13} sec^{-1}$ (8)

En conclusion, il y a une variation d'un facteur 10^4 pour le coefficient d'ionisation I(X) de Mercure à Neptune.

5. ABSORPTION DE LA RADIATION ULTRAVIOLETTE.

L'absorption de la radiation ultraviolette ne peut pas être analysée globalement, car les divers atomes et molécules présentent des propriétés absorbantes complètement différentes dans des limites spectrales variant d'un élément à l'autre.

Il convient, tout d'abord, de distinguer les limites de photo-dissociation et de photo-ionisation. En général, aux continua d'ionisation se superposent non seulement des absorption continues dues à la dissociation mais également des bandes d'absorption. Ces bandes d'absorption, dans certains cas, sont des bandes de prédissociation ou de pré-ionisation. Dès lors, il faut analyser

le spectre avec une très grande précision si l'on veut obtenir les coefficients d'ionisation ou de dissociation. En particulier, il sera nécessaire de déterminer l'absorption de chaque radiation solaire pour chaque molécule afin d'obtenir leur valeur exacte. A présent, les données solaires ne sont pas suffisantes et, dans de nombreux cas, l'analyse expérimentale des coefficients d'absorption devrait être reprise avec plus de précision.

Comme il s'agit dans cet exposé de ne retenir que les caractères essentiels, il faut tout d'abord considérer le spectre au-delà des limites d'ionisation. Parmi les atomes (Moore, 1949) nous pouvons considérer des éléments du Tableau I.

Tableau I : Premières limites d'ionisation d'atomes (λ en A)

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

Les principales molécules (Herzberg 1950, 1958, Watanabe 1957, 1958) ont comme premier potentiel d'ionisation les longueurs présentées au Tableau II.

Tableau II : Premières limites d'ionisation de molécules (λ en A)

NO	1340	O_3	969
CH_3	1260	N_2O	961
NH_3	1221	CH_4	954
CH	1117	OH	940
O_2	1026	CO_2	899
NO_2	1008	CO	885
H_2O	985	N_2	796

Des deux tableaux précédents, on peut tirer certaines conclusions. Tout d'abord, N_2, qui est le constituant principal de l'atmosphère terrestre et peut être important dans l'atmosphère de certaines planètes, a le potentiel d'ionisation le plus élevé. Il permet donc la pénétration du rayonnement de longueurs d'onde supérieures à 800 A sauf dans des bandes déterminées d'ailleurs assez nombreuses. Il faut, dans ces cas, étudier l'association entre les radiations solaires et les raies de rotation des bandes de N_2.

Ensuite O_2 a un premier potentiel d'ionisation assez bas débutant à 1026.5 A; dans ce cas, l'ionisation des molécules polyatomiques telles que NO_2, H_2O, O_3, N_2O dont la photodissociation est plus rapide que celle de O_2 (voir plus loin) ne seront pas importantes au point de vue de la contribution à l'ionisation.

Dans une atmosphère où l'oxygène moléculaire est moins abondant que CO_2, CO_2 et CO disposent d'un domaine spectral de quelque 100 A pour la photoionisation quelle que soit l'abondance de N_2.

Quant aux atmosphères à base de méthane et d'ammoniac, elles requièrent l'analyse de l'ionisation de CH_3 et NH_3 respectivement à partir de 1260 et 1221 A, dès lors, Lyman-alpha conduit à la photoionisation de ces molécules. De même, CH peut être ionisé par des radiations monochromatiques de l'hydrogène et en particulier par Lyman-bêta. L'ionisation de CH_4 requiert des longueurs d'onde inférieures à 954 A. Cependant, il s'agit de voir sous quelle forme se présente la photodissociation de telles molécules.

Le domaine spectral de la photodissociation n'a encore été étudié pour un certain nombre de molécules. Comme il n'est pas possible d'entrer dans le détail des réactions chimiques éventuelles, nous ne soulignerons ici que quelques aspects essentiels.

N_2 ne subissant pas de dissociation directe, c'est la molécule d'oxygène qui requiert toute l'attention dans l'atmosphère terrestre. La photodissociation débute à 2424 A par l'absorption dans le continuum de Herzberg, mais l'absorption essentielle débute à 1750 A. L'absorption de cette molécule est bien connue depuis cette dernière limite jusqu'aux plus courtes longueurs d'onde (Watanabe, Inn and Zelikoff, 1953, Ditchburn and Heddle, 1953, Lee, 1955).

La molécule CO_2 (Inn, Watanabe and Zelikoff 1953, Sun and Weissler, 1955) aurait un premier continuum débutant vers 1818 A avec un coefficient d'absorption très faible. A 1750 A il serait seulement de l'ordre de $5 \times 10^{-21} cm^2$ pour atteindre $5 \times 10^{-19} cm^2$ vers 1500 A. Il y a des continua successifs jusqu'à l'ionisation à 900 A (+)

(+) Voir également référence Damany-Astoin et al.

La molécule H_2O (Watanabe and Zelikoff 1953; Waifan, Walker and Weissler, 1955; Astoin, 1956) présente un premier continuum de dissociation au-delà de 1850 A où le coefficient d'absorption est égal à $5 \times 10^{-19} cm^2$ pour atteindre 5×10^{-18} cm^2 vers 1700 A. Ce coefficient n'est jamais inférieur à $10^{-18} cm^2$ (sauf entre 1500 et 1400 A avec minimum 5×10^{-19} cm^2) jusqu'à la limite d'ionisation à 984 A.

La molécule CH_4 (Ditchburn, 1955; Sun and Weissler, 1955) présente un continuum mesuré vers 1450 A correspondant à une section efficace de 10^{-19} cm^2. L'absorption croît très rapidement avec la diminution de la longueur d'onde et atteint environ $10^{-17} cm^2$ vers 1350 A avant de joindre le continuum d'ionisation à 954 A.

La molécule NH_3 (Watanabe 1954, Sun and Weissler, 1955) présentant un spectre continu, auquel se superposent de nombreuses bandes, semble avoir un coefficient d'absorption de l'ordre de 4×10^{-20} cm^2 vers 2150 A et passant successivement à 1×10^{-19} cm^2 à 2100 A et 1.8×10^{-18} cm^2 à 2000 A. Le maximum du continuum vers 1900 A atteindrait $3 \times 10^{-18} cm^2$. Après un minimum de l'ordre de 1×10^{-19} cm^2 vers 1550 A, le coefficient augmente jusqu'à la première limite d'ionisation vers 1220 A.

Peut-être conviendrait-il de dire quelques mots de NO, NO_2 et N_2O. Cependant, il apparaît que ce ne sont pas des molécules essentielles à considérer dans une première analyse. Néanmoins Heyden, Kiess et Kiess (1959) et Kiess, Corlies et Kiess (1960) ont trouvé que les oxydes d'azote pourraient être présents dans les atmosphères de Vénus, de Mars et de Jupiter.

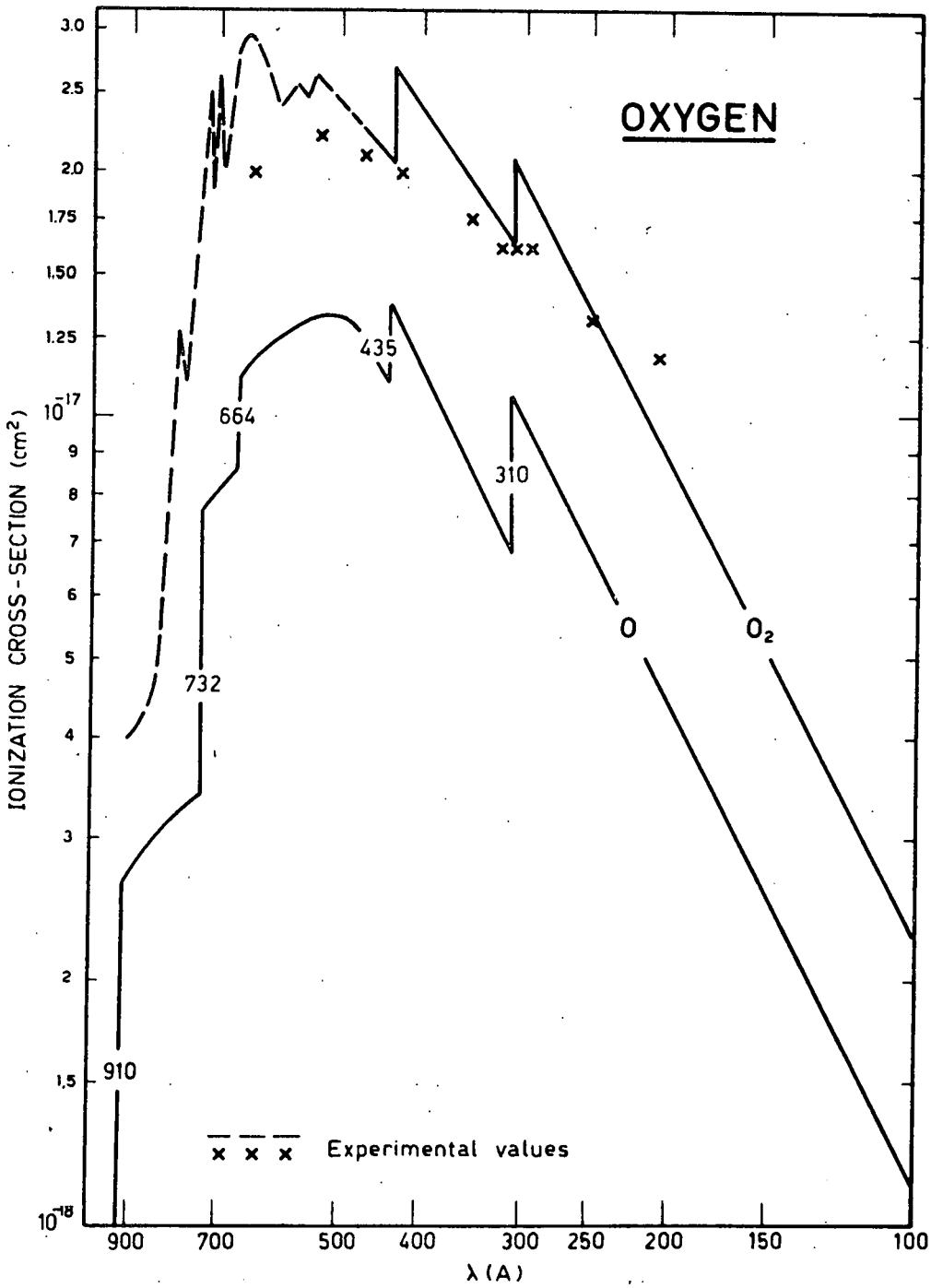
OXYGEN
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
3.0
2.5
2.0
1.75
1.50
1.25
10⁻¹⁷
9
8
7
6
5
4
3
2
1.5
10⁻¹⁸
910
732
664
435
310
O
O₂
Experimental values
900
700
500
400
300
250
200
150
100
λ (A)

Fig. 8.

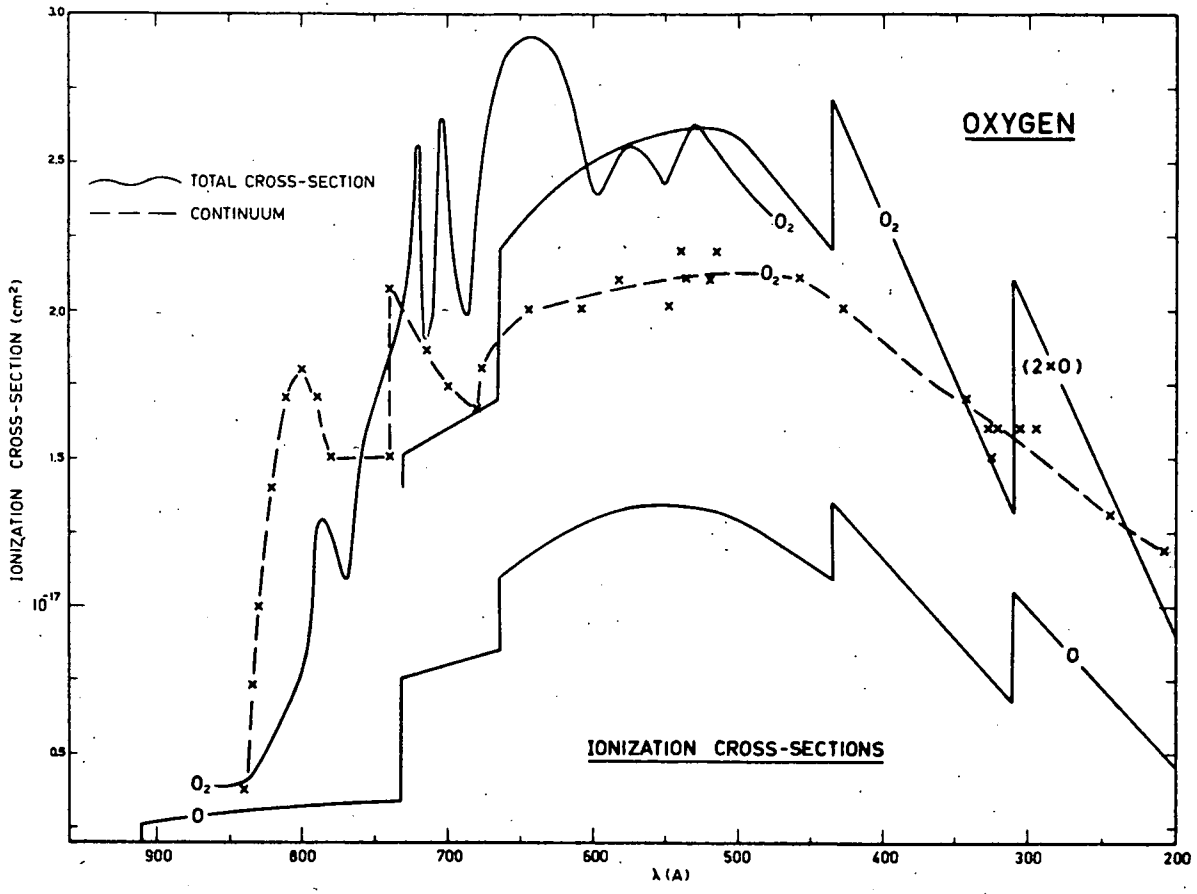
OXYGEN
TOTAL CROSS-SECTION
CONTINUUM
IONIZATION CROSS-SECTIONS
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
λ (A)
3.0
2.5
2.0
1.5
10⁻¹⁷
0.5
900
800
700
600
500
400
300
200
O₂
O
(2×O)

Fig. 9a

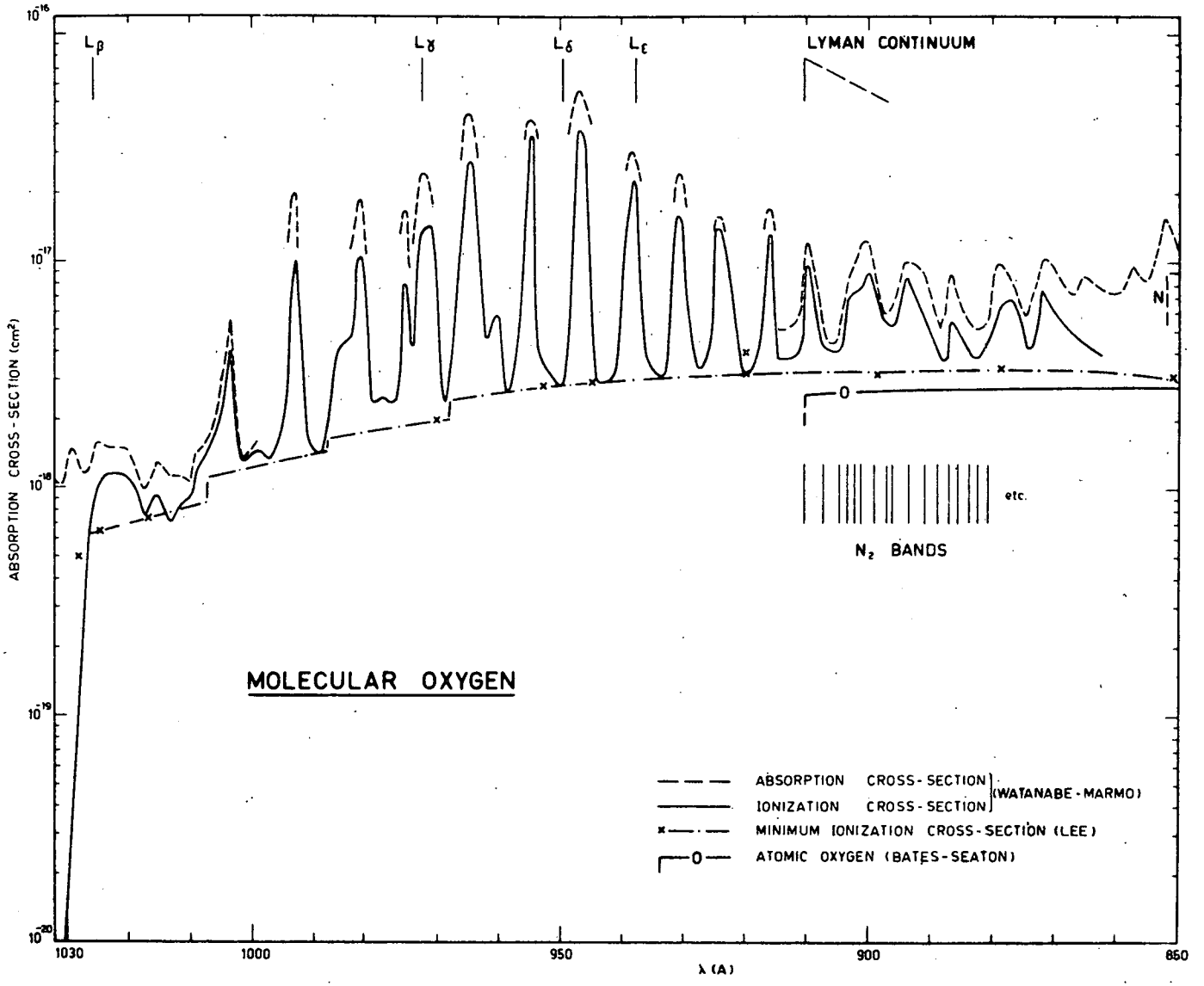
MOLECULAR OXYGEN
LYMAN CONTINUUM
Lβ
Lγ
Lδ
Lε
N
O
etc.
N₂ BANDS
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
λ (A)
1030
1000
950
900
850
ABSORPTION CROSS-SECTION
IONIZATION CROSS-SECTION
(WATANABE-MARMO)
MINIMUM IONIZATION CROSS-SECTION (LEE)
ATOMIC OXYGEN (BATES-SEATON)

Fig. 9b

6. IONISATION

6.1 Oxygène

La figure 8 indique quelles sont les valeurs des sections efficaces d'ionisation de l'atome et de la molécule d'oxygène.

L'atome d'oxygène présente trois têtes principales à 910.4 A, 731.8 A, 665.3 A dont les sections efficaces ont été calculées par Bates et Seaton (1959) et 2 limites L à 435 et 310 A dont les sections efficaces ont été calculées par Dalgarno et Parkinson (1960).

La molécule O_2 peut être associée à l'atome ainsi que l'indique la représentation à la fig. 8. Le point essentiel est que l'absorption est la plus importante dans le domaine spectral compris entre 800 et 200 A où la section efficace est supérieure à 10^{-17} cm^2. La figure 9 A fournit plus de détails sur la structure spectrale pour 200 A $< \lambda <$ 850 A. On voit immédiatement que le coefficient d'absorption de O_2 est toujours supérieur à celui de l'atome et la molécule présente donc une grande importance dans l'analyse des conditions d'ionisation de l'atome. Enfin, il faut souligner combien la section efficace totale diffère de celle liée au continuum. On voit d'ailleurs à la figure 9b combien la structure est compliquée entre 1026 A début de l'ionisation de O_2 et 910 A début de l'ionisation de l'atome.

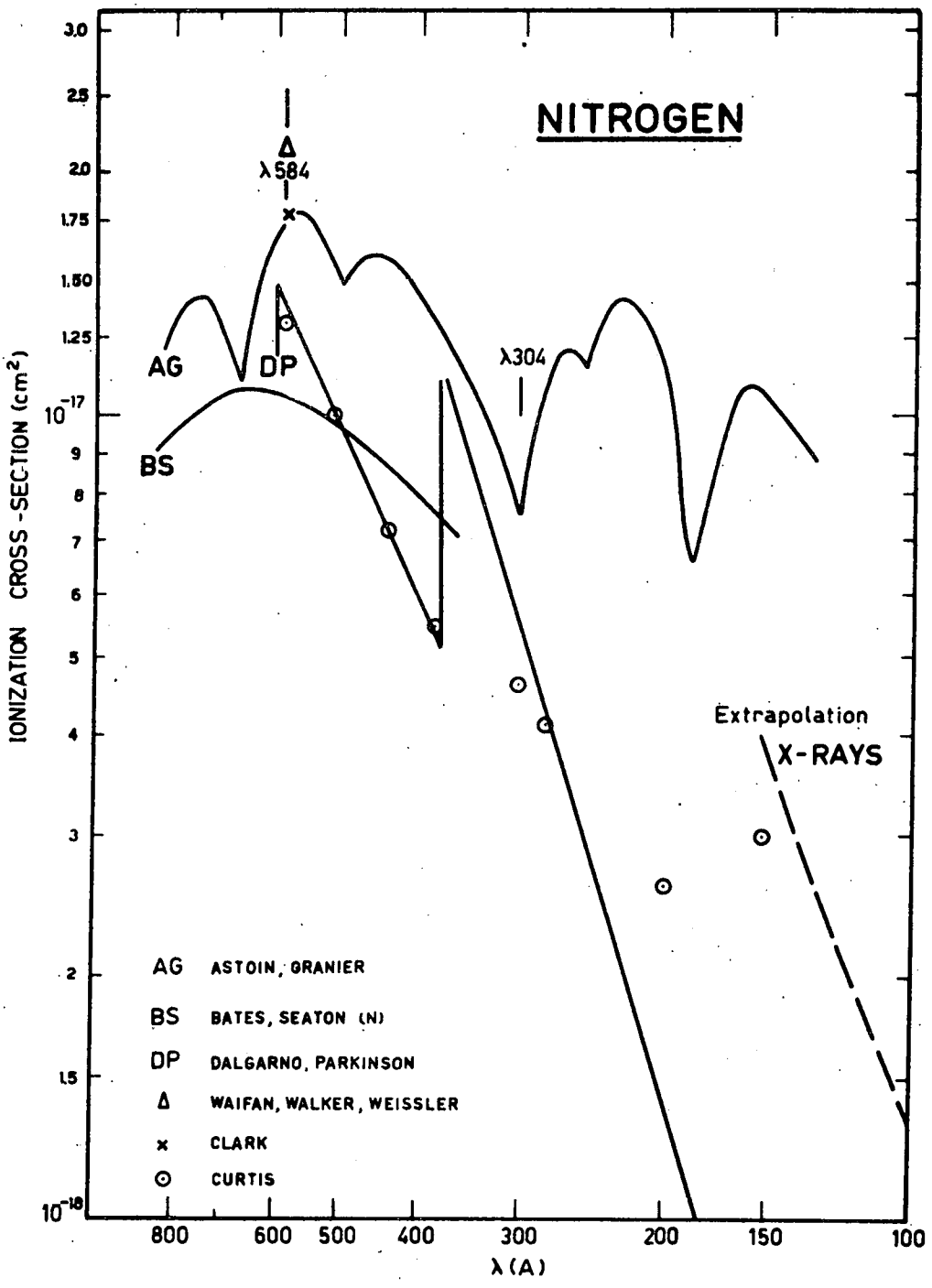
NITROGEN
λ584
λ304
AG
DP
BS
Extrapolation
X-RAYS
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
λ (A)
AG ASTOIN, GRANIER
BS BATES, SEATON (N)
DP DALGARNO, PARKINSON
Δ WAIFAN, WALKER, WEISSLER
× CLARK
⊙ CURTIS

Fig. 10

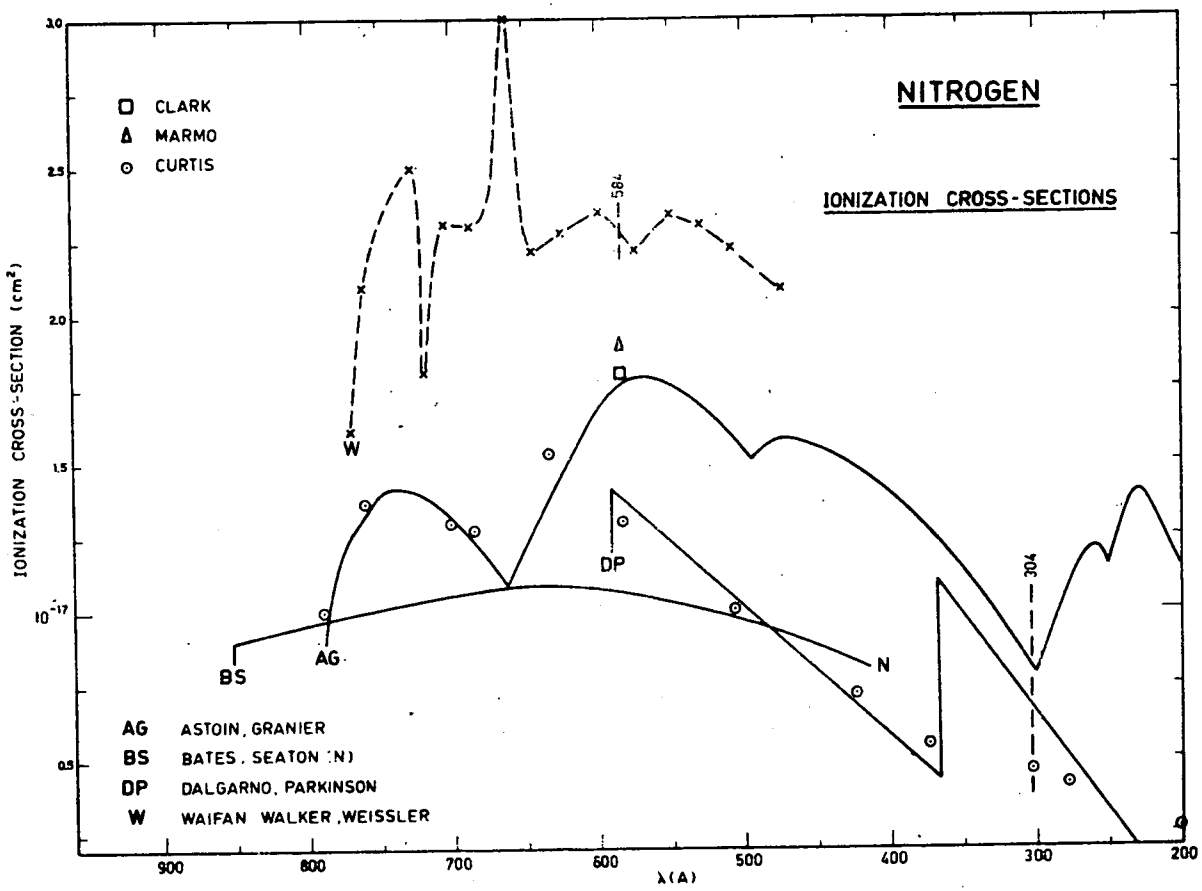
NITROGEN
IONIZATION CROSS-SECTIONS
CLARK
MARMO
CURTIS
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
3.0
2.5
2.0
1.5
10⁻¹⁷
0.5
584
304
W
BS
AG
DP
N
AG ASTOIN, GRANIER
BS BATES, SEATON (N)
DP DALGARNO, PARKINSON
W WAIFAN WALKER, WEISSLER
900
800
700
600
500
400
300
200
λ(A)

Fig. 11

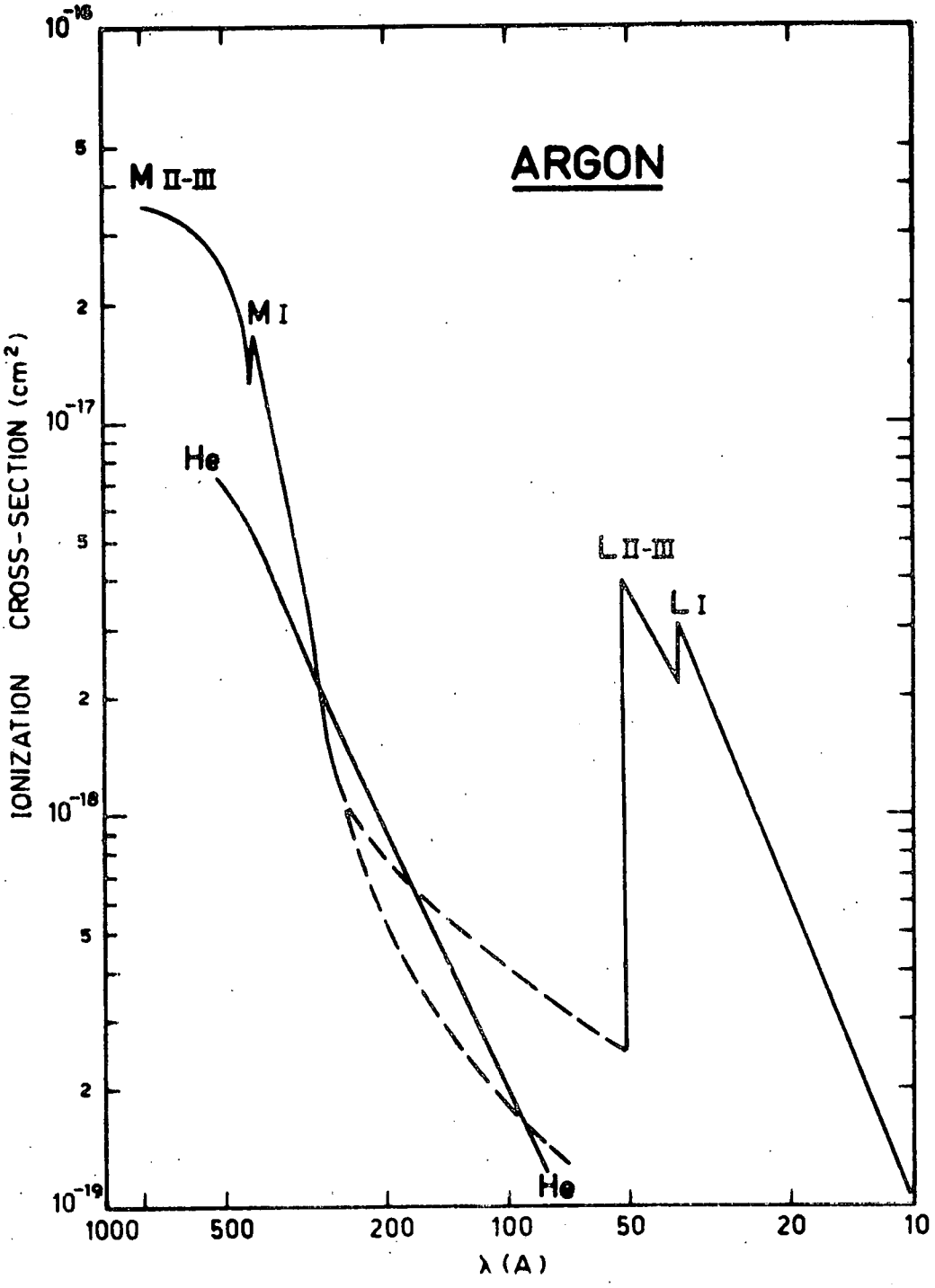
ARGON
M II-III
M I
He
L II-III
L I
He
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
10⁻¹⁶
5
2
10⁻¹⁷
5
2
10⁻¹⁸
5
2
10⁻¹⁹
1000
500
200
100
50
20
10
λ (A)

Fig. 12

6.2 Azote

Le spectre ultraviolet d'absorption de l'azote est loin d'être analysé avec autant de certitude que celui de l'oxygène. La fig. 10 indique combien les valeurs expérimentales diffèrent (Curtiss, 1954; Waifan, Walker, Weissler, 1955; Astoin et Granier, 1957). Il est clair que la section efficace est supérieure à 10^{-17} cm^2 pour une importante fraction du spectre. Mais, les détails représentés à la figure 11 soulignent les différences. Dans le cas de la raie λ 584, on note que les valeurs de Astoin et Granier (1957), de Clark (1952) et de Marno (non publié) coïncident $(1.85 \pm 0.5) \times 10^{-17} cm^2$. Cependant, les valeurs de Curtiss (1954) et de Dalgarno et Parkinson (1960) sont beaucoup plus faibles ($\leqslant 1.5 \times 10^{-17} cm^2$) tandis que celles de Waifan, Walker et Weissler (1955) sont les plus élevées ($\geqslant 2 \times 10^{-17} cm^2$).

De même, à λ 304 A, l'imprécision est trop grande pour permettre une analyse du spectre solaire absorbé par l'azote. Ainsi, le spectre ultraviolet du soleil dont l'absorption dépend énormément de l'absorption de N_2 doit être pris à une altitude nettement supérieure à 200 km dans l'atmosphère terrestre afin d'obtenir une valeur exacte de l'énergie émise par les radiations solaires entre 800 et 100 A.

6.3 Argon et Hélium

La figure 12 présente la distribution spectrale de l'absorption

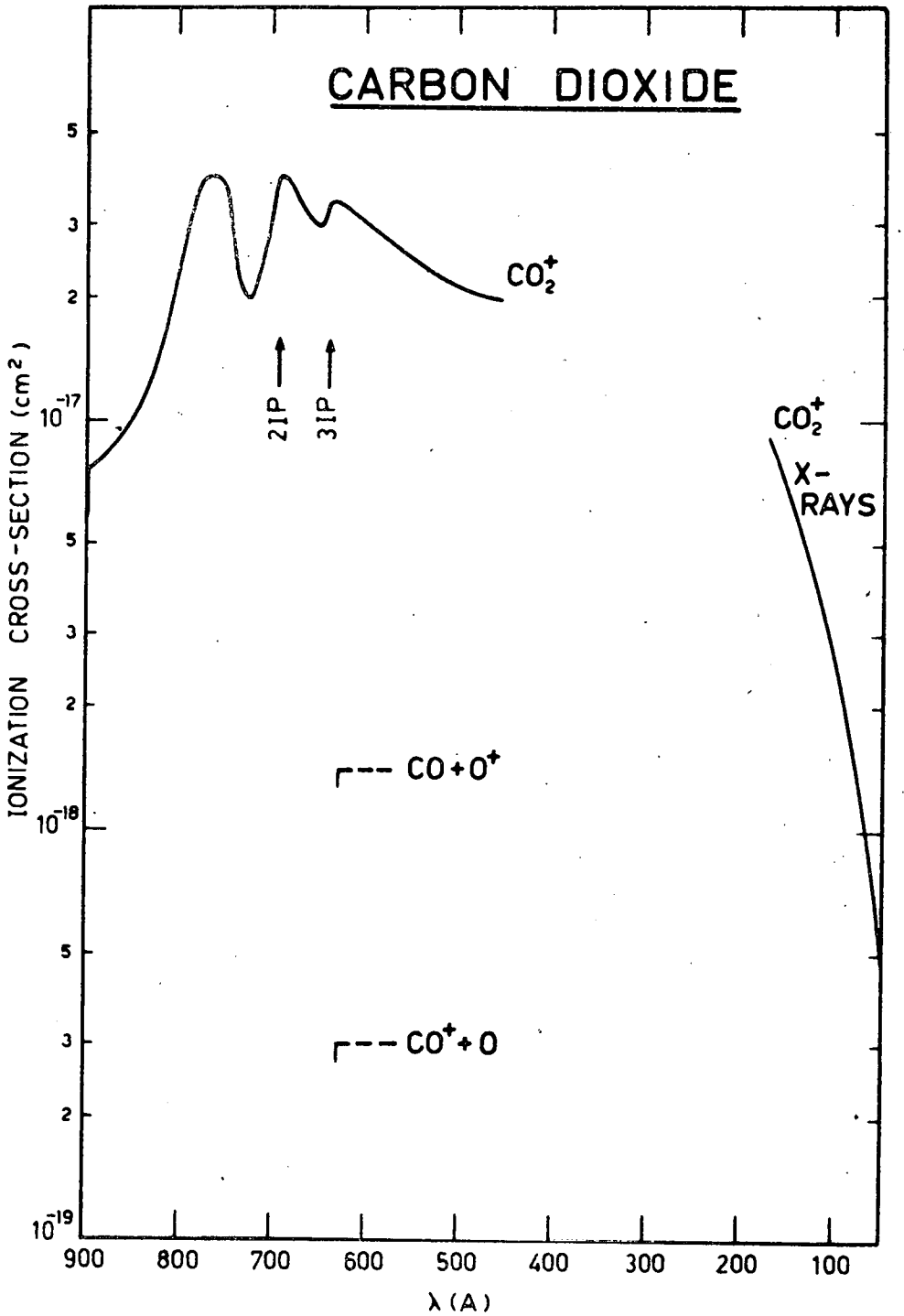
CARBON DIOXIDE
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
5
3
2
10⁻¹⁷
5
3
2
10⁻¹⁸
5
3
2
10⁻¹⁹
CO₂⁺
2IP
3IP
CO₂⁺
X-RAYS
CO+O⁺
CO⁺+O
900
800
700
600
500
400
300
200
100
λ (A)

Fig. 13

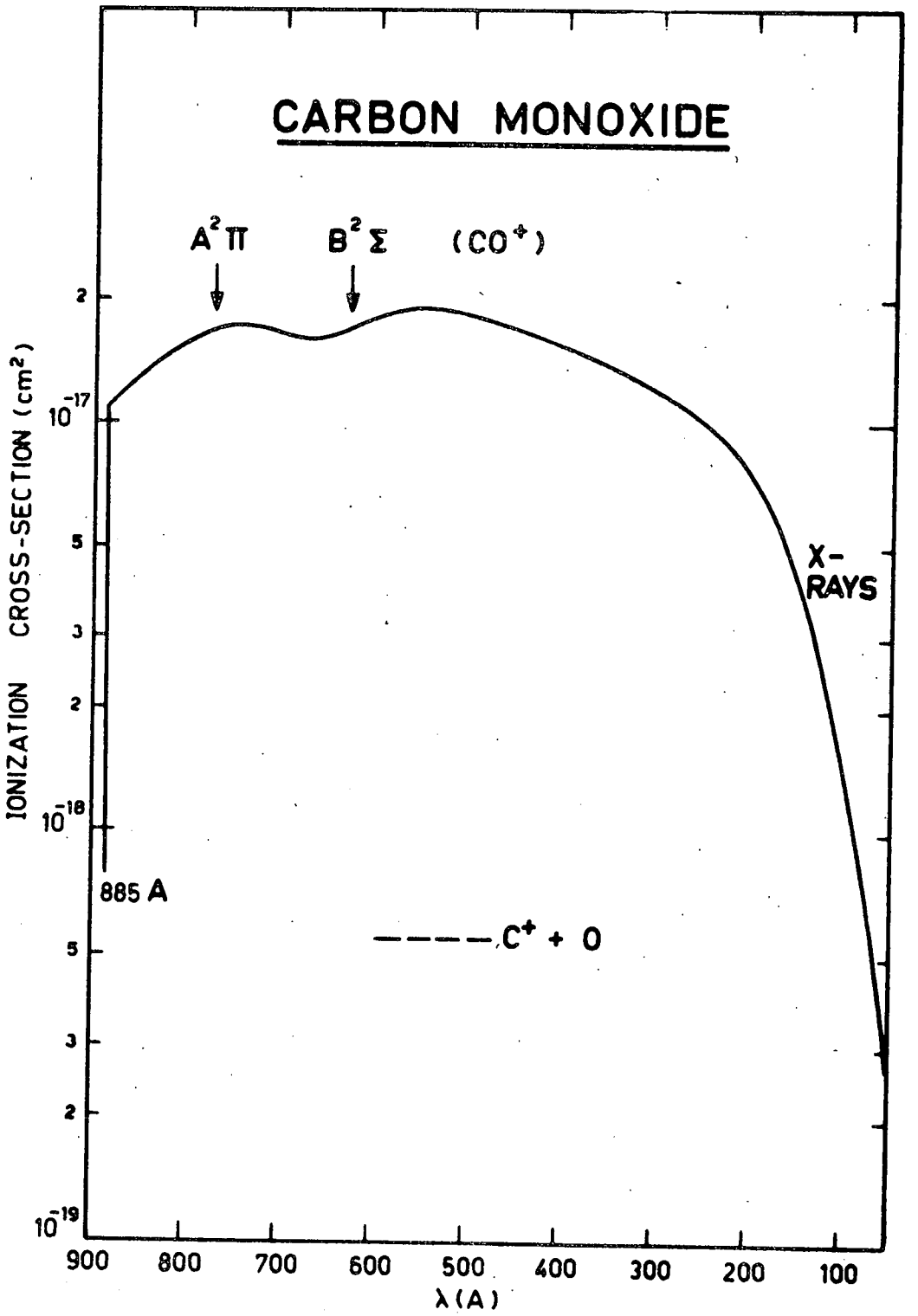
CARBON MONOXIDE
A²Π
B²Σ
(CO⁺)
X-RAYS
885 A
C⁺ + O
IONIZATION CROSS-SECTION (cm²)
2
10⁻¹⁷
5
3
2
10⁻¹⁸
5
3
2
10⁻¹⁹
900
800
700
600
500
400
300
200
100
λ(A)

Fig. 14

de l'argon et de l'hélium. Il n'est pas possible de relier avec certitude le domaine d'absorption de l'argon des rayons X de 50 A à 200 A où débutent les mesures expérimentales de Lee et Weissler (1955). Il convient de noter que la limite d'ionisation vers 785 A jusqu'à 400 A la section efficace d'absorption est supérieure à 10^{-17} cm^2 et que sa valeur est toujours supérieure à 10^{-19} cm^2. Dès lors, la majeure partie du rayonnement ultra-violet lointain est complètement absorbé dès que la quantité d'argon dépasse 1 atmo - cm. On peut juger de son importance en se rappelant que l'argon terrestre correspond à environ 7500 atmo-cm. Quant à l'hélium, il peut présenter une certaine importance dans les planètes où les abondances des éléments ont conservé leurs proportions solaires. En effet, la section efficace d'ionisation est supérieure à $10^{-18}cm^2$ entre 500 et 200 A.

6.4 CO_2 et CO

Les figures 13 et 14 représentent les sections efficaces d'ionisation de CO_2 et CO commençant respectivement à 899 A et 885 A et faisant suite à la photodissociation décrite au paragraphe 5. On voit immédiatement que la majeure partie du spectre ultra-violet présente une absorption donnant lieu à l'ionisation avec une section efficace de l'ordre de $(2 \pm 1) \times 10^{-17}$ cm^2, c'est-à-dire, un ordre de grandeur analogue à celui de O_2 et N_2.

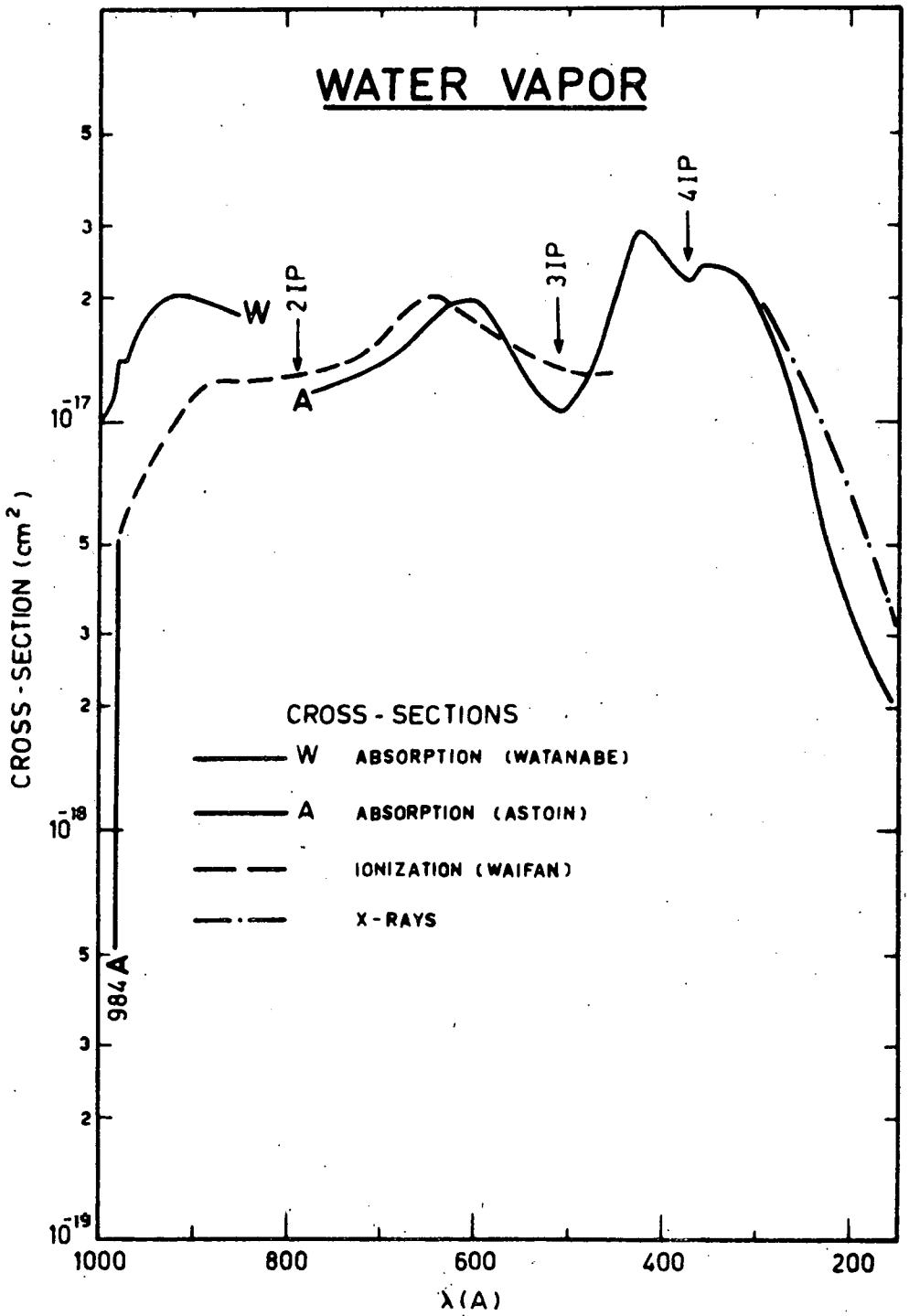
WATER VAPOR
CROSS - SECTION (cm²)
λ (A)
1000
800
600
400
200
10⁻¹⁷
10⁻¹⁸
10⁻¹⁹
W
A
2IP
3IP
4IP
984 A
CROSS - SECTIONS
W ABSORPTION (WATANABE)
A ABSORPTION (ASTOIN)
IONIZATION (WAIFAN)
X - RAYS

Fig. 15

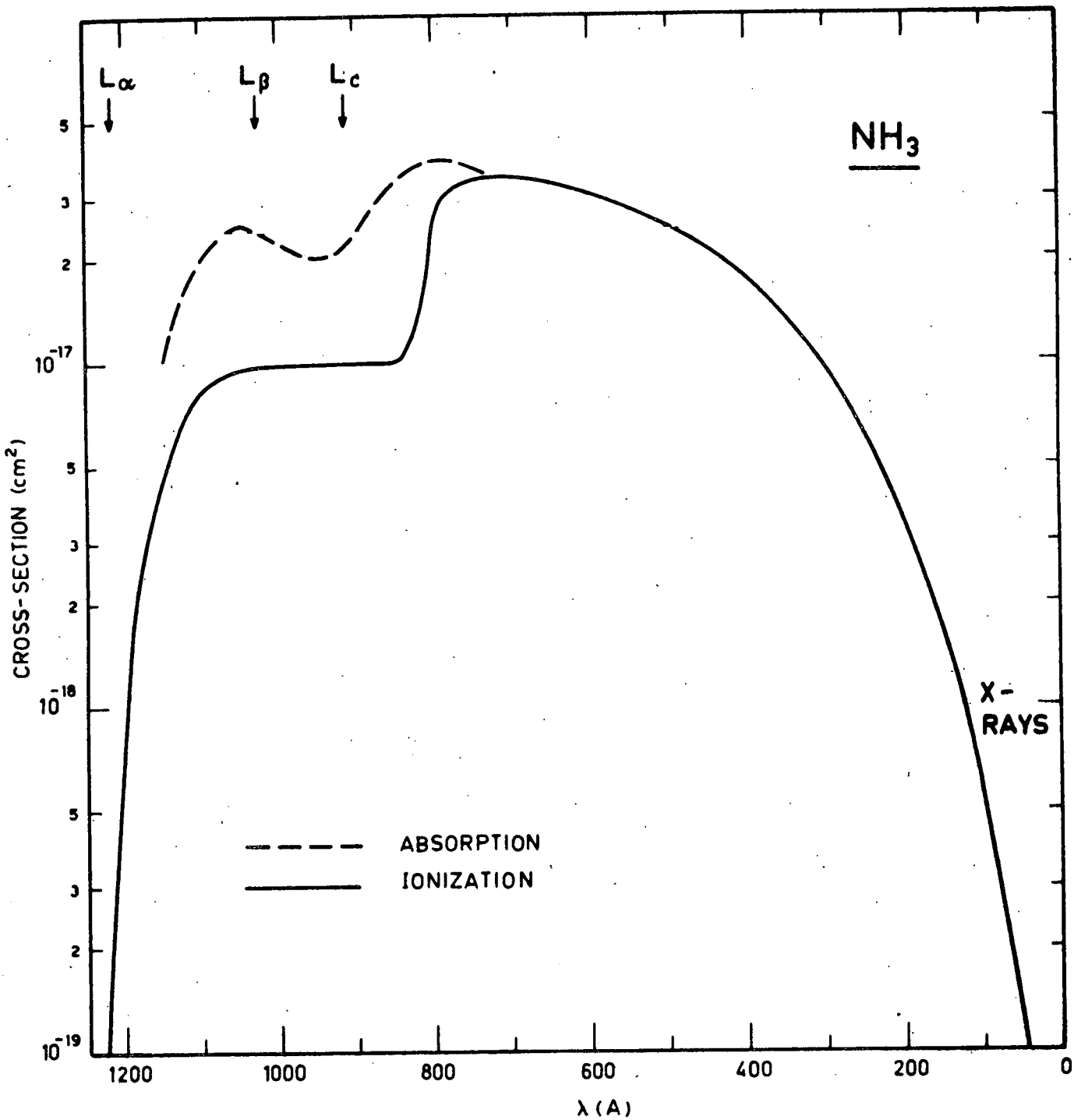
Lα
Lβ
Lc
NH3
X-
RAYS
ABSORPTION
IONIZATION
CROSS-SECTION (cm²)
10⁻¹⁷
10⁻¹⁸
10⁻¹⁹
5
3
2
1200
1000
800
600
400
200
0
λ (A)

Fig. 16

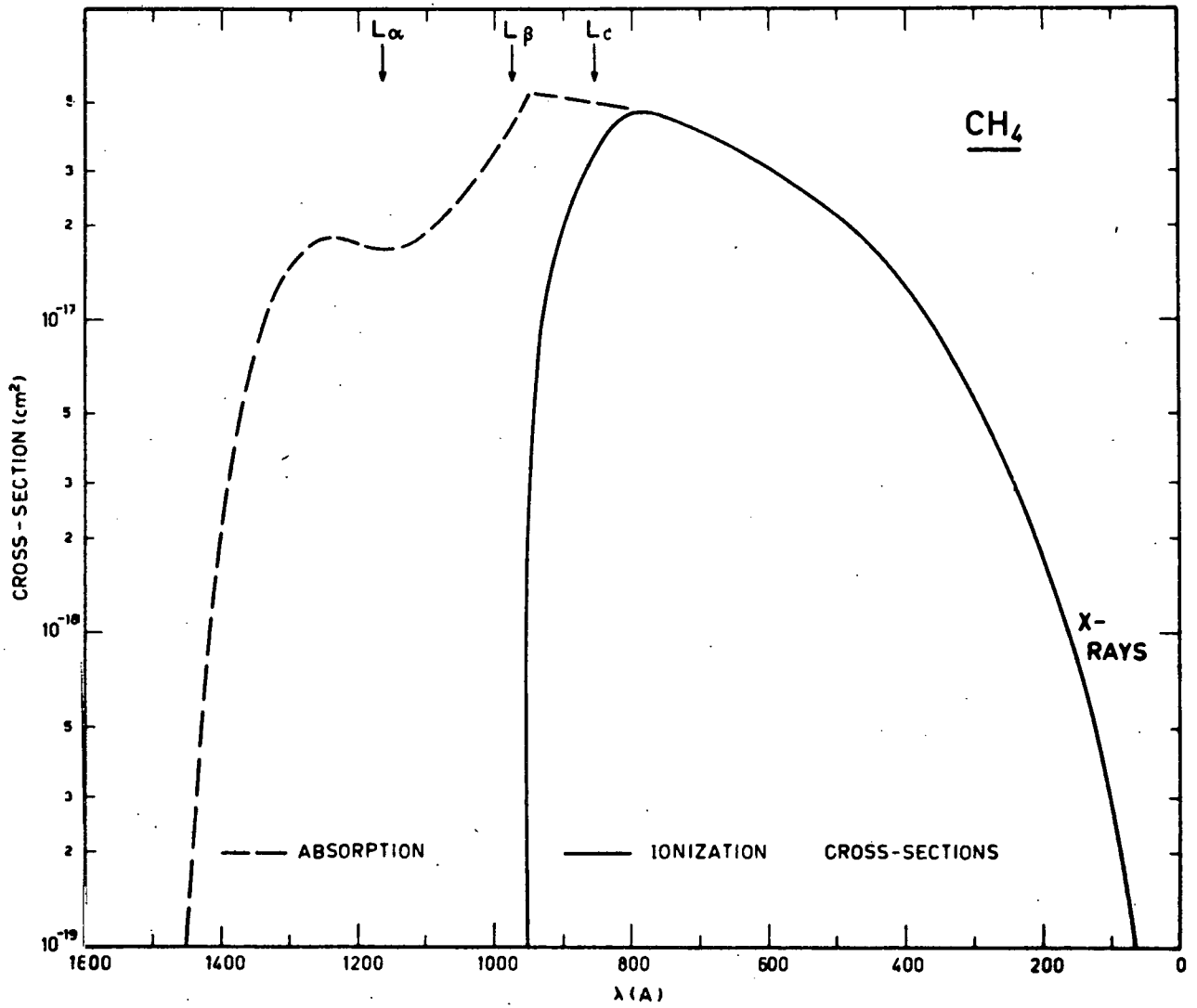
Lα
Lβ
Lc
CH4
X-
RAYS
ABSORPTION
IONIZATION CROSS-SECTIONS
CROSS-SECTION (cm²)
10⁻¹⁷
10⁻¹⁸
10⁻¹⁹
1600
1400
1200
1000
800
600
400
200
0
λ(A)

Fig. 17

6.5 H_2O

La figure 15 indique quelles sont les valeurs des sections efficaces d'absorption continue et d'ionisation débutant à 984 A. A partir de 900 A, on peut adopter une valeur moyenne de $(1.75 \pm 0.70) \times 10^{-17}$ cm^2 pour la section d'ionisation. Néanmoins, la structure est beaucoup plus compliquée dans le détail par suite de la présence des bandes d'absorption.

6.6 NH_3

La figure 16 représente la section efficace d'ionisation commencant à 1220 A et indique que cette molécule présente deux domaines d'ionisation différents. Si l'absorption est représentée par un coefficient de l'ordre de 10^{-17} cm^2 à 1200 A, la section efficace pour l'ionisation n'est que 10^{-18} cm^2. Cependant en 150 A, c'est-à-dire de 1200 A à 1050 A, l'absorption totale croît jusqu'à 2×10^{-17} cm^2 tandis que la section efficace d'ionisation atteint 10^{-17} cm^2 jusqu'à 800 A. De 750 à 400 A, l'absorption et l'ionisation peuvent être représentées par un coefficient de l'ordre de $(2 \pm 0.5) \times 10^{-17}$ cm^2. Il faut retenir que NH_3 peut être ionisé par toutes les raies de la série de Lyman de l'hydrogène.

6.7 CH_4

L'ionisation de CH_4 débutant à 954 A (voir Fig. 17) présente une section efficace très élevée entre 900 A et 500 A : $(3 \pm 1) \times$

10^{-17} cm^2. Le continuum de Lyman et les radiations principales ultraviolettes solaires seront donc absorbés au maximum par ce constituant important de certaines planètes. Cependant pour les longueurs d'onde supérieures à 900 A, il convient de rattacher l'absorption à la photodissociation.

6.8 Conclusions

En toute première approximation, on peut donc dire que les coefficients d'ionisation des molécules que nous venons de considérer dépendent d'une section efficace qui n'est pas inférieure, dans le domaine ultraviolet, à 10^{-17} cm^2. Une exception doit cependant être soulignée, c'est celle de la molécule d'oxygène (voir figure 9b) entre 1026A et 850A où le coefficient est compris entre 10^{-18} et 10^{-17} cm^{-2}. Dès lors, on retiendra que le maximum d'absorption de la radiation ultraviolette ionisant la plupart des molécules apparaît pour des quantités totales de l'ordre de 5×10^{16} à 10^{17} molécules cm^{-2}.

7. DISSOCIATION

7.1 O_2, CO_2 et H_2O

Afin de juger de l'importance de l'absorption continue de molécules comprenant au moins un atome d'oxygène, il convient de

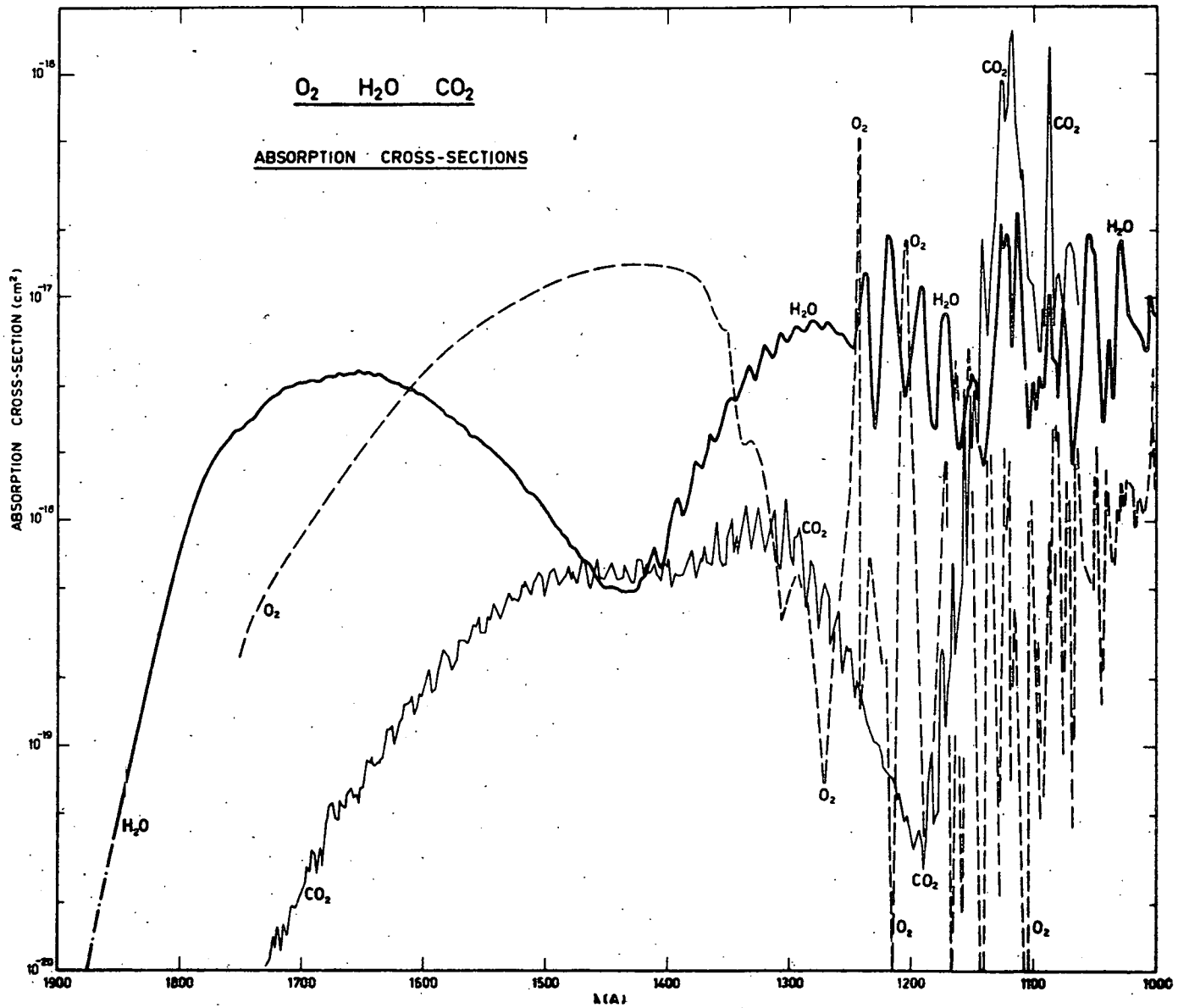
O2 H2O CO2
ABSORPTION CROSS-SECTIONS
ABSORPTION CROSS-SECTION (cm²)
λ(A)
1900
1800
1700
1600
1500
1400
1300
1200
1100
1000
H2O
O2
CO2

Fig. 18

comparer surtout les trois molécules O_2, CO_2 et H_2O dans le domaine spectral de longueurs d'onde inférieures à 2000 A. Au-delà de 2000 A, les effets des oxydes d'azote et de l'ozone jouent un rôle.

La figure 18 présente la distribution spectrale de 1900 A à 1000 A pour une absorption supérieure à 10^{20} molécules cm^{-2}.

Rappelons tout d'abord que les limites respectives pour O_2, H_2O et CO_2, où débute la photodissociation avec une section efficace supérieure à 10^{-20} cm^2, sont approximativement à 1880 A, 1750 A et 1730 A. Néanmoins, comme O_2 est soumis à la photodissociation à partir de 2400 A dans son premier continuum avec un coefficient allant jusqu'à 10^{-24} cm^2, que la vapeur d'eau est en principe dissociée à partir de cette même longueur d'onde et que le début du continuum de CO_2 doit se situer vers 1820 A, le début de la photodissociation de H_2O est lié à l'abondance de l'oxygène moléculaire dans les atmosphères planétaires. Mais, par suite de la haute valeur de l'absorption à 1800 A (10^{-18} cm^2), H_2O est photodissocié au sein d'une atmosphère d'oxygène jusqu'à une certaine profondeur par la radiation solaire, émise dans le domaine spectral 1850-1750 A entre les bandes de Schumann-Runge.

Quant à CO_2, l'effet de dissociation dépend encore plus de la présence de la molécule d'oxygène. Son coefficient d'absorption entre 1820 A et 1750 A est inférieur à 5×10^{-21} cm^2 et il reste inférieur à celui de O_2 jusqu'à 1200 A, c'est-à-dire dans la partie la plus énergétique du spectre solaire. Dès lors, la

photodissociation de CO_2 dépend essentiellement du rapport des abondances CO_2 et O_2.

7.2 CH_4 et NH_3

La photodissociation de NH_3 est bien connue au laboratoire (Noyes, Jr. et Leighton, 1941). D'ailleurs, Herzberg et Ramsay (1953) ont observé le spectre d'absorption de NH_2 résultant de la photodissociation de NH_3. Nous avons vu plus haut que l'ionisation commence déjà à 1220 A, c'est-à-dire à une longueur d'onde relativement élevée (voir fig. 16). La photodissociation sera très importante, car, de 2100 A jusqu'à la limite d'ionisation, la section efficace d'absorption n'est jamais inférieure à 10^{-19} cm^2. D'ailleurs, entre 2000 et 1750 A l'épaisseur optique unité correspond à $(7 \pm 2) \times 10^{17}$ molécules cm^{-2}, tandis que, de 1400 à 1250 A, elle est donnée par environ 3×10^{16} molécules cm^{-2}.

Quant à la molécule CH_4, elle est caractérisée par une absorption rapidement croissante à partir de 1450 A (10^{-19} cm^2) atteignant 2×10^{-18} cm^2 à 1400 A, 1.5×10^{-17} cm^2 à 1300 A et enfin environ 4×10^{-17} cm^2 à Lyman β. Il est donc clair que NH_3 et CH_4 seront soumises à une photodissociation directe dans une atmosphère où l'oxygène n'est pas un constituant important.

8. Considérations sur l'effet de l'ultraviolet lointain dans l'atmosphère terrestre.

L'effet de l'ultraviolet lointain sur l'atmosphère terrestre

est essentiellement un effet d'ionisation. Il est clair cependant que cet effet est lié à certains processus de dissociation. On sait comment la molécule d'oxygène est d'abord dissociée (voir M. NICOLET, 1960 a) et ensuite doit être distribuée en fonction de l'altitude, non pas suivant un équilibre photochimique, mais suivant un équilibre de diffusion dans le champ de la pesanteur (Nicolet and Mange, 1954). C'est pourquoi la molécule d'oxygène absorbant à la fois le rayonnement X de 100 à 30 A (voir Fig. 3) et le rayonnement ultraviolet de la série de Lyman à partir de Lyman β à 1025 A (Fig. 18) joue un rôle essentiel dans la région E de l'ionosphère. De même, l'atome d'oxygène étant ionisé à partir de 910 A par le continuum de Lyman joue un rôle indirect. En effet, l'ion atomique d'oxygène est immédiatement transformé en ion moléculaire par le processus de Bates

$$O^+ + O_2 \longrightarrow O_2^+ + O \qquad (8.1)$$

$$O^+ + N_2 \longrightarrow NO^+ + N \qquad (8.2)$$

La dernière réaction est la réaction essentielle (Bates et Nicolet, 1960) qui donne naissance à la fois aux ions NO^+ observés dans l'ionosphère et à l'atome d'azote. Ces deux réactions sont rappelées ici pour indiquer qu'une atmosphère se transforme sous l'influence de l'ultraviolet solaire, mais aussi pour montrer que le résultat définitif dépend de diverses réactions.

De même, la présence de l'atome d'azote N conduit à la

réaction (M. Nicolet, 1960 a)

$$N + O_2 \longrightarrow NO + O \qquad (8.3)$$

dont l'énergie d'activation est de l'ordre de 6.2 kcal. Ensuite, NO réagit avec N pour reconstituer N_2.

$$NO + N \longrightarrow N_2 + O \qquad (8.4)$$

Cette dernière réaction n'exigeant pratiquement pas d'énergie d'activation, on a

$$n(NO)/n(O_2) = 10^{-2}\ e^{-3120/T} \qquad (8.5)$$

qui indique que n(NO) est toujours une fraction de $n(O_2)$.

On peut montrer aussi (Nicolet, 1960 a) que le rapport $n(NO_2)/n(NO)$ est toujours inférieur à l'unité au-dessus de 40 km. La concentration de NO_2 devient supérieure à celle de NO lorsque l'ozone est suffisamment abondant.

En reprenant les idées développées par Nicolet (1960 b) on peut résumer la situation dans l'atmosphère terrestre en disant, tout d'abord, que la diffusion joue un rôle important lorsque la colonne verticale ne comprend plus que de 10^{17} molécules cm^{-2}. Cette diffusion est responsable de la distribution verticale des constituants aussi bien atomiques que moléculaires lorsque les temps nécessaires pour atteindre les équilibres chimiques ou photochimiques deviennent supérieurs à quelques jours. C'est le cas de l'oxygène. Dans le cas de l'azote atomique, les temps requis pour l'équilibre dans la région F_1 de l'ionosphère sont de quelques heures et, dans ce cas, la molécule d'azote reste un

constituant important de la thermosphère. Il convient de répéter que la masse moléculaire M = 28 pour l'azote ne différant presque pas de celle M = 29 de l'air, la molécule d'azote présente toujours la même distribution verticale. En d'autres termes, il n'y a pratiquement pas de différence dans la distribution verticale de l'azote moléculaire dans une atmosphère en mélange parfait ou dans une atmosphère soumise à la diffusion des gaz dans le champ de la pesanteur.

Ensuite, le phénomène de transport de chaleur par conduction devient important (Nicolet 1960 c) aux altitudes où l'énergie solaire ultraviolette ($\geqslant$ 1 erg $cm^{-2} sec^{-1}$) est absorbée au sein de la colonne de 10^{17} molécules cm^{-2}, car l'énergie solaire reçue en un jour correspond à l'énergie cinétique totale de l'atmosphère au-dessus de 10^{17} molécules cm^{-2}. Enfin, le fait que le ''temps de conduction'' décroît très rapidement avec l'altitude (proportionnellement à la concentration) conduit vers l'isothermie après le coucher du soleil. Il en résulte donc une variation très importante entre le jour et la nuit aux plus hautes altitudes.

En conclusion, il convient de diviser les effets du spectre solaire en trois groupes importants suivant la valeur du coefficient d'absorption K :

(1) $K < 10^{-19}$ cm^2; effet des rayons X de longueurs d'onde inférieures à 10 A donnant lieu à l'ionisation de tous les constituants pour des colonnes dont le nombre total de molécules est supérieur à 10^{19} cm^{-2}. Mais, les conditions solaires sont telles

(Nicolet et Aikin, 1960) que l'ionisation n'est importante que dans le cas de perturbations solaires (flambes). Cependant, la région D normale est due dans sa partie inférieure aux rayons cosmiques et dans sa partie supérieure à Lyman α susceptible d'ioniser NO.

(2) $1 \times 10^{-19} \leqslant K \leqslant 1 \times 10^{-18}$ cm^2; effet des rayons X de longueurs d'onde de 100 A à 10 A dont la partie essentielle se trouve au-delà de 30 A. Cette ionisation de N_2, O_2 et O est complétée largement par celle produite par la radiation ultraviolette du domaine spectral compris entre 1025 et 850 A et pouvant ioniser O_2 et O. L'ionisation totale donne lieu à la région E de l'ionosphère

(3) $K \geqslant 10^{-17}$ cm^2; effet de l'ensemble du rayonnement ultraviolet lointain. Cet effet est d'ailleurs double : chauffage de l'atmosphère à ces altitudes conduisant aux hautes températures et l'ionisation produisant la région F de l'ionosphère. L'état final d'ionisation dépend essentiellement de la réaction de l'ion atomique d'oxygène avec les molécules neutres et aux plus hautes altitudes de la diffusion des ions.

Ces quelques considérations vont servir de base à celles que l'on peut appliquer aux diverses planètes

9. Considérations sur l'effet de l'ultraviolet lointain dans les atmosphères de Vénus et de Mars.

En considérant les résultats spectroscopiques (Kuiper, 1952; Urey 1959), l'atmosphère de Vénus est caractérisée par la présence

de 10^5 atmo-cm de CO_2 ($\sim 1.7 \times 10^{24}$ molécules cm^{-2}) tandis que CO n'a pas été détecté ($< 2 \times 10^{21}$ molécules cm^{-2}). La présence de H_2O a été annoncée (Strong 1960), mais aucune publication n'a encore paru.

Les publications de Kosyrev (1954), Urey et Brewer (1957) (voir Urey, 1959) concernant certaines émissions que Newkirk (1959) a également analysées suggèrent la possibilité de radiations dues à CO^+ et N_2^+. Il convient d'ajouter les observations récentes du spectre ultraviolet par Heyden, Kiess et Kiess (1959) qui suggèrent un effet d'absorption due à N_2O_4, comme d'ailleurs dans Jupiter et Mars.

Rien d'autre n'est connu sur le spectre de Vénus si ce n'est les déterminations de températures de la basse atmosphère et une tentative de détection d'émissions radio-électriques.

Tandis que les mesures radiométriques (Sinton et Strong, 1960 et ref. infra) indiquent une température de l'ordre de 235° K, la structure de rotation de CO_2 conduit Chamberlain et Kuiper (1956) à une température de 285 ± 9° K. D'autre part, l'émission dans le domaine des micro-ondes (3 à 10 cm, voir références dans Barrett, 1960) fournit des températures de quelque 580° K. Une émission dans le domaine des ondes radioélectriques (11m) n'a pas été détectée (Krauss, 1960).

Ces diverses observations indiquent donc que la température très élevée au niveau du sol (580°K) n'est que de 235° K au sommet de la couche nuageuse, tandis que la température de 285° K déduite

des bandes de CO_2, pouvant représenter l'atmosphère au-dessous du sommet de la couche nuageuse, s'adapte cependant mieux à la stratosphère. Sous cette forme, la pression au niveau du sol serait supérieure à celle de l'atmosphère terrestre et on peut considérer que 10^{24} molécules CO_2 sont présentes par cm^2 à une altitude de l'ordre de 35 km.

La radiation ultraviolette de longueur d'onde inférieure à 1800 A dissocie CO_2 suivant le processus

$$CO_2 + h\nu \longrightarrow CO + O \qquad (9.1)$$

avec un coefficient $J_v(CO_2)$ de l'ordre de 10^{-7} sec^{-1} avant d'atteindre la colonne de 2×10^{18} molécules cm^{-2}.

La recombinaison apparaissant par chocs triples

$$CO + O + M \longrightarrow CO_2 + M \qquad (9.2)$$

avec un coefficient de l'ordre de 10^{-35} $cm^6 sec^{-1}$ si on adopte une efficacité 50 fois moindre (Lewis and Elbe, 1951) que

$$O + O_2 + M \longrightarrow O_3 + M \qquad (9.3)$$

on ne peut pas encore prévoir l'existence d'un processus tel que

$$O\,X + CO \longrightarrow CO_2 + X \qquad (9.4)$$

qui, ayant une faible énergie d'activation, pourrait être très important.

Si l'atome d'oxygène est produit par la réaction (9.1) il y a donc lieu de considérer la réaction:

$$O + O + M \longrightarrow O_2 + M \qquad (9.5)$$

avec un coefficient de l'ordre de 2.5×10^{-33} $cm^6 sec^{-1}$ suivant une récente détermination de Reeves, Mannella et Harteck (1960). Comme le coefficient de dissociation de O_2, $J(O_2)$, est de l'ordre de $10^{-6} sec^{-1}$ (Nicolet, 1960a), on doit tenir compte de la formation de l'oxygène moléculaire à la suite de la photodissociation (9.1)

On voit, en utilisant les réactions (9.1) à (9.5) que la dissociation de CO_2 est réellement effective quand $n(CO_2) < 10^{13} cm^{-3}$ Dès lors, $n(O_2) \simeq n(O) \simeq n(CO) \simeq 10^{13}$ cm^{-3}. On peut donc dire que lorsqu'on a eu équilibre photochimique,

$$n(CO_2) \leqslant 0.1 \text{ atmo-cm}, \qquad (9.5)$$

on obtient

$$n(CO) \leqslant 1 \text{ atmo-cm} \qquad (9.6)$$

$$n(O_2) \leqslant 1 \text{ atmo-cm} \qquad (9.7)$$

$$n(O) \leqslant 1 \text{ atmo-cm} \qquad (9.8)$$

Dès lors, la photodissociation de H_2O n'est pas loin de suivre celle que Bates et Nicolet (1960) avaient déterminée pour l'atmosphère terrestre. La molécule H_2O est photodissociée par la radiation solaire de longueur d'onde supérieure à 1700 A partiellement absorbée par O_2. Ainsi, le problème de l'hydrogène n'est pas très différent de celui de l'atmosphère terrestre dès le début de la thermosphère.

Lorsque la dissociation de CO_2 apparaît, le problème analogue à celui de la région E de l'ionosphère terrestre se pose. Tout d'abord, ionisation de CO_2, CO, O_2 et O (sans négliger N_2 si la proportion est suffisante par rapport à CO_2 dans la basse atmosphère de Vénus) par les rayons X de $100 \geqslant \lambda > 45$ A avec un

coefficient d'ionisation I_V (X) (voir § 4) de l'ordre de $10^{-9} sec^{-1}$. L'ultraviolet du domaine de Lyman β ionisant O_2 sera sans doute encore absorbé par CO_2 et la région E de Vénus doit être essentiellement formée sous l'effet des rayons X et il apparaît donc que la concentration électronique est supérieure à 10^5 cm^{-3}.

Comme CO_2 et CO sont ionisés respectivement par le rayonnement de longueurs d'onde inférieures à 899 A et 885 A avec des coefficients d'ionisation supérieurs à $10^{-17} cm^2$, on peut donc admettre un coefficient d'ionisation $I_V(UV) \geqslant 2 \times 10^{-6}$ sec^{-1}.

Il apparaît donc que la concentration électronique sera très élevée dans la région F de Vénus. Le rapport des ions O^+ et CO^+ augmentant avec l'altitude. Aucun calcul n'est possible car les coefficients des processus tels que

$$CO^+ + e \rightarrow C + O \qquad (9.9)$$

$$O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O \qquad (9.10)$$

$$C + O_2 \rightarrow CO + O \qquad (9.11)$$

ne sont pas connus. En outre, la concentration de N_2 étant une inconnue, il n'est pas possible d'envisager les réactions

$$O^+ + N_2 \longrightarrow NO^+ + N \qquad (9.12)$$

$$N + O_2 \longrightarrow NO + O \qquad (9.13)$$

$$NO + N \longrightarrow N_2 + O \qquad (9.14)$$

Néanmoins, il apparaît que la diffusion des gaz et le transport de la chaleur par conduction apparaîtront dans la région F de l'ionosphère de Vénus. On peut donc s'attendre aux émissions de résonnance de CO^+ et aux émissions atomiques analogues à celles

de l'atmosphère terrestre. Sous une telle forme la température de la thermosphère de Vénus devrait être très élevée. Cependant, il faut tenir compte du fait que le bilan final ne pourra être envisagé que lorsque la rotation de Vénus sera connue, car la durée du jour a une très grande importance pour l'étude des phénomèmes thermosphériques. De plus, le bilan énergétique peut être essentiellement différent de celui de l'atmosphère terrestre. En effet, la présence d'ume molécule CO avec dipole permanent modifie l'aspect du problème posé par une atmosphère où N_2 et O_2 sont les principales molécules.

Les résultats spectroscopiques permettent de considérer que l'atmosphère de Mars contient au moins 10^{23} molécules CO_2 par cm^2 (Kuiper, 1952; de Vaucouleurs, 1954; Urey, 1959) et on peut supposer qu'une abondance de 5×10^{24} molécules N_2 par cm^2 n'est pas impossible.

Comme le rapport des constantes solaires de Vénus et de Mars est 4,43, il est clair que les processus de photodissociation et de photoionisation seront environ 4 fois moins rapides dans l'atmosphère de Mars que dans l'atmosphère de Vénus. L'abondance de l'azote ne jour aucun rôle dans les processus de photodissociation et dès lors quelle que soit la valeur du rapport $n(CO_2)/n(N_2)$ il n'y a pas de différence dans le processus de dissociation. Mais le processus de recombinaison peut être influencé, car la présence du 3e corps est importante dans l'étude du problème de l'équilibre de dissociation.

Dans l'équation

$$n(CO_2)\,J(CO_2) = k\ n(M)\ n(O)\ n(CO) \qquad (9.15)$$

la concentration totale est donnée par

$$n(M) = n(N_2) + n(CO_2) + n(CO) + n(O) \qquad (9.16)$$

La proportion d'azote pourrait jouer un rôle essentiel. Encore une fois, comme dans l'atmosphère de Vénus, il faut s'attendre à une dissociation de CO_2 donnant lieu à CO, O_2 et O. Mais, on peut, donc dire qu'au début de la thermosphère l'abondance de ces constituants ne sera pas supérieure à un atmo-cm.

Dès lors, la région E de Mars devrait contenir 2 fois moins d'électrons que la région E de Vénus. Il est beaucoup plus difficile de préciser des données dans la région F, car la distribution verticale de la température sera différente, car les abondances relatives de N_2 et deCO peuvent jouer un certain rôle dans la conduction de la chaleur. CO est ionisé par des radiations de longueurs d'onde supérieures à celles ionisant N_2. Néanmoins, en négligeant toute émission infrarouge, on écrirait

$$(dT/dz)_V\ /(dT/dz)_M = E_V/\ E_M \qquad (9.17)$$

où E est l'énergie ultraviolette arrivant dans les régions ionosphériques de Vénus et de Mars et on obtiendrait pour le rapport des gradients de températures

$$(dT/dz)_V/(dT/dz)_M = 4.5 \qquad (9.18)$$

Il semble donc que la température de la thermopause de Mars doit être inférieure à celle de Vénus. Néanmoins, le problème de la

rotation de Vénus doit être résolu avant de pouvoir fixer les conditions thermosphériques. En effet, le cas de l'atmosphère terrestre (Nicolet 1960b) a démontré que le ''temps de conduction'' est un élément essentiel déterminant la variation diurne de la température de la thermopause. Toutefois, en comparant la thermosphère de Mars avec celle de la Terre (rotations, 24 heures) dans la cadre d'une atmosphère d'azote moléculaire, on devrait pouvoir conclure que la température de la thermopause de Mars est inférieure à celle de la Terre. De même, mutatis mutandis, la température de la thermopause de Vénus devrait être la plus élevée.

Cependant, ces conclusions n'ont qu'une valeur toute relative, car elles ne sont valables que dans le cas où la perte par radiation est négligeable. C'est le cas de l'atmosphère terrestre où les molécules O_2 et N_2 ne peuvent émettre dans l'infrarouge. Le seul élément qui soit suceptible d'être un radiateur infrarouge est l'atome d'oxygène présentant une radiation à 63 μ. L'émission de l'atome d'oxygène est donnée par la formule suivante

$$L(\text{erg cm}^{-3}\ \text{sec}^{-1}) =$$

$$n(0)\ \frac{1{,}68 \times 10^{-18}\ e^{-228/T}}{1 + 0.6 \times e^{-228/T} + 0.2\ e^{-325.3\ T}} \qquad (9.19)$$

conduisant à

$$L\ (\text{région E}) = (5 \pm 1) \times 10^{-19}\ n(0)\ \text{erg cm}^{-3}\ \text{sec}^{-1} \qquad (9.20)$$

et

$$L\ (\text{région F}) = (8 \pm 0.5) \times 10^{-19}\ n(0)\ \text{erg cm}^{-3}\ \text{sec}^{-1} \qquad (9.21)$$

Dans Vénus et Mars, la présence de la molécule CO modifiera le bilan thermique dans des conditions non encore précisées, mais qu'il conviendra d'étudier dans les détails. Il convient en effet de préciser quel est le problème de la libération des éléments légers.

Les phénomènes de la lueur nocturne devraient être à priori beaucoup moins intenses dans l'atmosphère de Mars que dans celle de Vénus. En effet, à l'effet de distance dans les phénomènes crépusculaires correspondant à une diminution d'un facteur de l'ordre de 5, devrait s'ajouter la diminution de la concentration des constituants résultant de la dissociation de CO_2.

10. Considérations sur l'effet de l'ultraviolet lointain dans les atmosphères de Jupiter et des autres planètes plus éloignées.

La présence de CH_4 et de NH_3 (Kuiper, 1952; Urey, 1959) dans l'atmosphère de Jupiter en même temps que celles d'autres éléments H_2, He, Ne et N_2 en proportions solaires relatives par rapport au méthane (Urey, 1959), amènent à considérer que les absorptions du rayonnement ultraviolet de longueur d'onde supérieures à 800 A sont dues essentiellement à CH_4 et NH_3.

En effet, les continua d'ionisation de H_2, N_2, Ne et He apparaissent respectivement à 804 A, 796 A, 575 A et 504 A tandis que CH_4 et NH_3 présentent leurs premières absorptions conduisant à l'ionisation respectivement vers 954 A et 1221 A.
De plus, CH_4 présente une importante possibilité de photodissociation

à partir de 1400 A et NH_3 vers 2000 A.

Le résultat de la photodissociation de NH_3 n'est pas très important. En effet, comme $n(H_2) = 4 \times 10^4\ n(NH_3)$ ou $n(CH_4) = 20\ n(NH_3)$, la recombinaison sera tout d'abord influencée par ces constituants si nous admettons qu'on a successivement

$$NH_3 + h\nu\ (\lambda \leqslant 2000\ A) \longrightarrow NH_2 + H \qquad (10.1)$$

et $$NH_2 + H + H_2 \longrightarrow NH_3 + H_2 \qquad (10.2)$$

comme processus essentiels.

Comme la section de dissociation est de l'ordre de 10^{-18} cm^2 et que le facteur de dilution pour Jupiter est égal à 3.7×10^{-2} fois le facteur terrestre, on trouve donc que à l'altitude où

$$NH_3 \leqslant 0.1\ cm \qquad (10.3)$$

on trouve

$$NH_2 \leqslant 10^{-3} cm \qquad (10.4)$$

$$H \leqslant 10^{-3} cm \qquad (10.5)$$

$$H_2 \geqslant 10^3\ cm \qquad (10.6)$$

Ainsi, au début de l'ionosphère NH_2 et l'atome d'hydrogène sont des constituants secondaires.

Le méthane est dissocié par les radiations de longueurs d'onde inférieures à 1400 A et en particulier par Lyman α à une altitude nettement supérieure à celle produisant la dissociation partielle de NH_3. En effet, l'épaisseur optique unité apparaît pour environ 5×10^{16} molécules cm^{-2}. Des diverses valeurs des

coefficients d'absorption et de celles de l'énergie solaire, on obtient pour le coefficient de dissociation du méthane $J_{JUPITER}(CH_4)$

$$J_J(CH_4) = 1 \text{ à } 2 \times 10^{-7} \text{ sec}^{-1} \qquad (10.7)$$

En considérant les processus essentiels sous la forme suivante :

$$CH_4 + h\nu \longrightarrow CH_2 + H_2 \qquad (10.8)$$

et $$CH_2 + H_2 + H_2 \longrightarrow CH_4 + H_2 \qquad (10.9)$$

on voit immédiatement que

$$n(CH_4) > n(CH_2) \qquad (10.10)$$

et ainsi CH_4 est probablement 10 à 100 fois plus abondant que CH_2. L'ionosphère de Jupiter doit se présenter sous un aspect totalement différent de celui des autres planètes.

Tout d'abord, l'effet de Lyman α de l'hydrogène susceptible d'ioniser CH_3 et NH_3 est absorbé fortement par CH_4 qui limitera la pénétration des radiations de la série de Lyman de l'hydrogène. La molécule CH_4 est d'autre part soumise à la photoionisation par le continuum de Lyman et peut, donc être la molécule à considérer en premier lieu pour le début de l'ionisation.

Néanmoins, l'ionosphère dans Jupiter doit dépendre en premier lieu de l'ionisation de H_2. Comme

$$n(H_2) = 2 \times 10^3 \, n(CH_4) \qquad (10.11)$$

et $$\bar{\bar{K}}\,(H_2) = 0.2 \times \bar{\bar{K}}\,(CH_4), \qquad (10.12)$$

H_2 est le principal constituant absorbant la radiation solaire pour $\lambda < 800$ A. CH_4 est ionisé surtout par la radiation de 950 à 800 A.

Si le nombre de photons pouvant être utilisé pour l'ionisation atteignait $10^9 cm^{-2}$ sec^{-1}, le coefficient d'ionisation de H_2 serait de l'ordre de

$$I_J(H_2) = 10^{-8} \ sec^{-1} \qquad (10.13)$$

L'ionisation serait donc déterminée si la valeur du coefficient de recombinaison de H_2^+ était connue avec suffisamment de précision. Sous une telle forme, l'ionosphère supérieure de Jupiter serait fonction des proportions d'hydrogène moléculaire et atomique. Cependant, il faudra encore tenir compte du fait que si l'helium existe avec sa proportion solaire, l'ionisation de cet atome pourrait ne pas être négligeable. Mais, encore dans ce cas, on se heurte à des difficultés; les transferts de charge de l'ion He^+ avec les autres constituants ne sont pas connus.

La thermosphère de Jupiter et des planètes extérieures sera totalement différente des autres planètes. En rappelant que, dans le cas de transport de chaleur par conduction, le gradient de température est fixé par la relation :

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{E}{AT^{1/2}} \qquad (10.14)$$

où E est le flux d'énergie et A une constante correspondant à un constituant déterminé, on peut avoir une idée des conditions thermosphériques.

En premier lieu, si on considère un flux de chaleur par conduction extérieure qui, dans le cas de l'atmosphère terrestre, est certainement inférieur à 0.1 erg cm^{-2} sec^{-1}, on voit que

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{0.1}{AT^{1/2}} , \qquad (10.15)$$

c'est-à-dire puisque H_2 est le premier élément à considérer que le gradient de température pour Jupiter

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right)_{Ju} < 0.2^\circ \text{ K} \quad \text{km}^{-1} \qquad (10.16)$$

pour une température de 400° K

Néanmoins, comme le comportement de l'atmosphère terrestre indique que c'est l'ultraviolet solaire qui est responsable du gradient thermosphérique, il faut bien considérer que, τ étant l'épaisseur optique,

$$\frac{dT}{dz} = -\frac{E_{uv}\,(1 - e^{-\tau})}{AT^{1/2}} \qquad (10.17)$$

est la solution. Ceci donne pour Jupiter, en tout cas, un gradient

$$-\left(\frac{dT}{dz}\right)_{Ju} \leqslant 0.1^\circ \text{ K} \quad \text{km}^{-1} \qquad (10.18)$$

Il résulte donc de l'équation (10.18) que la température thermosphérique résultant de la radiation est très basse. En conséquence, pour que la température fût plus élevée, il faudrait faire appel, soit, au processus représenté par la relation (10.15), soit à un effet lié aux ceintures de radiation, c'est-à-dire à un effet d'échauffement par les particules. Il y aura donc lieu dans le futur de procéder à une analyse des possibilités d'échauffement thermosphérique par conduction extérieure ou par collisions inélastiques de particules.

Néanmoins, comme l'atmosphère de satellite Titan contient un nombre de molécules CH_4 du même ordre que celles de Jupiter et Saturne, elle doit également contenir une grande quantité d'hydrogène moléculaire; il faut donc admettre comme première conclusion que les effets pouvant conduire à un échauffement thermosphérique sont négligeables en première approximation. Titan retiendrait difficilement une atmosphère d'hydrogène si un gradient thermosphérique avait une existence permanente. D'ailleurs, l'étude de l'émission infrarouge doit être associée aux études des effets de l'ultraviolet lointain sur les atmosphères planétaires.

11. CONCLUSIONS

Les études de l'effet de l'ultraviolet lointain solaire se présentent sous des formes essentiellement différentes suivant la composition des atmosphères planétaires. Si l'effet de la distance de la planète au soleil joue un rôle important, sur la structure des ionosphères, la composition propre de la planète apparaît toutefois comme le paramètre essentiel. Le comportement d'une thermosphère planétaire, est surtout lié au bilan thermique dépendant de l'émission ultraviolette du soleil et de l'émission infrarouge fixée par sa constitution physique. Quant aux réactions chimiques résultant de la photodissociation et de la photoionisation, il est clair qu'elles doivent être mieux étudiées au laboratoire avant de pouvoir les appliquer sous une forme quantitative dans les atmosphères planétaires. En fait, les recherches sur les structures planétaires requièrent encore beaucoup d'études

expérimentales et théoriques que des sondages dans l'espace ne peuvent remplacer. Mieux, de tels sondages peuvent être infructueux si certaines connaissances élémentaires n'existent pas au départ. Il est bien entendu qu'une connaissance même approchée des valeurs des champs magnétiques des diverses planètes faciliterait la distinction entre les effets dus aux processus électromagnétiques et corpusculaires et ainsi de préciser l'action de l'ultraviolet solaire dans les atmosphères planétaires et l'espace interplanétaire.

REFERENCES

ASTOIN N., 1956, Sur le spectre d'absorption de la vapeur d'eau et d'eau lourde dans l'ultraviolet extrême, C.R. Paris, 242, 2327

ASTOIN, N. et GRANIER, J., 1957, Sur le spectre d'absorption de l'azote dans l'ultraviolet extrême, C.R., Paris, 244, 1350

BARRETT, A.H., 1960, Microwave absorption and emission in the atmosphere of Venus, J. Geophys. Res., 65, 1835

BATES, D.R., 1954, The physics of the upper atmosphere, Chapter 12 in ''The Earth as a Planet'', Univ. of Chicago Press, Chicago

BATES, D.R., 1960, The airglow, Chapter 5 in ''The Physics of the Upper Atmosphere'', Academic Press, New York

BATES, D.R., and NICOLET, M., 1950, The photochemistry of atmospheric water-vapor J. Geophys. Res., 55, 301

BATES, D.R., and NICOLET, M., 1960, Ion-atom interchange, J. Atm. Terr. Phys., 18, 65

BATES, D.R., and SEATON, M.J., 1949, The quantal theory of continuous absorption of radiation by various atoms in their ground states, II Further calculations on oxygen, nitrogen and carbon, Monthly Notices, R.A.S., 109, 698

BATES, D.R. and WITHERSPOON, A.E., 1952, The photochemistry of some minor constituents of the earth's atmosphere (CO_2, CO, CH_4, N_2O), Monthly Notices, R.A.S., 112, 101

CARR, T.D., SMITH, A.G., PEPPLE, R., and BARROW, C.H., 1958, 18-megacycle observations of Jupiter in 1957, Astrophys. J., 127, 274

CHAMBERLAIN, J.W., and KUIPER, G.P., 1956, Rotational temperature and phase variation of the carbon dioxide bands of Venus, Astrophys. J., 124, 399.

CHUBB, T.A., FRIEDMAN, H. and KREPLIN, R.W., 1960, Measurements made of high-energy X rays accompanying three class 2^+ solar flares, J. Geophys. Res., 65, 1831

CLARK, K.C., 1952, Ionospheric absorption by N_2 and O_2 of certain extreme ultraviolet solar wavelengths, Phys. Rev., 87, 271

CURTIS, J.P., 1954, Absorption coefficients of air and nitrogen for the extreme ultraviolet, Phys. Rev., 94, 908

DALGARNO, A., and PARKINSON, 1960, Photoionization of atomic oxygen and atomic nitrogen, J. Atm. Terr. Phys.

DAMANY-ASTOIN, N., SANSON, L., BONNELLE, M.C., 1960, Sur le spectre d'absorption de l'anhydride carbonique dans l'ultraviolet extrême, C.R. Paris, 250, 1824

de VAUCOULEURS, G., 1954, Physics of the planet Mars, Faber and Faber, London

de VAUCOULEURS, G., 1959, Remarks on Mars and Venus, J. Geophys. Res., 64, 1739

de VAUCOULEURS, G., 1960, The physical environment of Mars, Chapter 39 in "Physics and Medicine of the Atmosphere and Space," John Wiley and Sons, New York

DITCHBURN, R.W., 1955, Absorption cross sections in the vacuum ultraviolet, III Methane, Proc. Roy. Soc., London, A229, 44

DITCHBURN, R.W., and HEDDLE, D.W.O., 1953, Absorption cross-sections in the vacuum ultraviolet, I continuous absorption of oxygen (1800 to 1300 A), Proc. Roy. Soc., London, A 220, 61

DOLLFUS, A., 1956, Etude des planètes par la polarisation de leur lumière, Annales d'Astrophysique, suppl. 4, 70,

DUNHAM, Jr. Th., 1952, Spectroscopic observations of the planets at Mount Wilson, Chapter II in "The Atmospheres of the earth and planets," Univ. of Chicago Press, Chicago

FIELD, G.B., 1959, The source of radiation from Jupiter at decimeter wavelengths, J. Geophys. Res., 64, 1169

FIELD, G.B., 1960, Cyclotron radiation by trapped electrons, J. Geophys. Res., 65, 1661

FRANKLIN, K.L., and BURKE, B.F., 1958, Radio observations of the planet Jupiter, J. Geophys. Res., 63, 807

FRIEDMAN, H., 1960, The Sun's ionizing radiations, Chapter 4 in "Physics of the Upper Atmosphere," Acad. Press, New York.

GOODY, R.M., 1957, The atmosphere of Mars, J. Brit. Interplanet Soc., 16, 69

HALL, Jr., T.C., and BLACET, F.E., 1952, Separation of the absorption spectra of NO_2 and N_2O_4 in the range of 2400-5000 A, J. Chem. Phys., 20, 1745

HERZBERG, G., 1950, Spectra of diatomic molecules, Van Nostrand, New York.

HERZBERG, G., 1952, Spectroscopic evidence of molecular hydrogen in the atmospheres of Uranus and Neptune, Astrophys. J., 115, 337

HERZBERG, G., 1958, Molecular electronic spectra, Annual Rev. of Phys. Chemistry, 9, 315

HERZBERG, G., and RAMSAY, D.A., 1953, The absorption spectrum of free NH_2 radicals, Faraday Society Discussion, 14, 11

HESS, S.L., 1958, Blue haze and the vertical structure of the Martian atmosphere, Astrophys. J., 127, 743

HESS, S.L., 1958, Atmospheres of other planets, Science, 128, 809

HEYDEN, F.J., KIESS, C.C., and KIESS, H.K., 1951, Spectrum of Venus in the violet and near ultraviolet, Science, 130, 1195

INN. E.C.Y., WATANABE, K., and ZELIKOFF, M., 1953, Absorption coefficients of gases in the vacuum ultraviolet, Part III. CO_2, J. Chem. Phys., 21, 1648

KIESS, E.C., CORLISS, C.H., and KIESS, H.K., 1960, Evidence for oxides of nitrogen in the atmosphere of Mars, Science, 131, 1319

KRAUSS, J.D., 1960, Apparent radio radiation at 11 m wavelength from Venus, Nature, 186, 462

KUIPER, G.P., 1952, Planetary atmospheres and their origin, Chapter 12 in The atmospheres of the earth and planets, Univ. of Chicago Press, Chicago

LEE, P., 1955, Photodissociation and photoionization of oxygen as inferred from measured absorption coefficients, J. Opt. Soc. Amer., 45, 703

LEE, P., and WEISSLER, G.L., 1952, Absolute absorption of the H_2 continuum Astrophys. J., 115, 570

LEWIS, B. and ELBE, von G., 1951 Combustion, Flames and Explosion of Gases, Acad. Press., New York.

LINDH, A.E., and NILLSON, A., 1945, Ueber das K-Roentgenabsorptions-spektrum von Argon, Arkiv. Met. Astr. Fysik, 31B, n° 11

LINK, F., 1959, Sur les ionosphères planétaires, Paris Symposium on Astronomy, Ed. R.N. Bracewell, Stanford p. 58.

MAYER, C.H., 1959, Planetary radiation at centimeter wavelength Astron. J., 64, 43

MAYER, C.H., McCULLOUGH, and SLOANAKER, R.M., 1958, Observations of Mars and Jupiter at a wavelength of 3.15 cm, Astrophys. J., 127, 11

McCLAIN, E.F., 1959, A test for non-thermal radiation from Jupiter at a wavelength of 21 cm, Astron. J., 64, 339

MESSENER, R.H., 1933, Der Einfluss der chemischen Bindung auf den

Absorptionskoeffizienten leichter Elements in Gebiete ultraweiche Roentgenstrahlen, Z. Physik, 85, 727

MOORE, C.E., 1949, Atomic Energy levels, NBS Circular 467

MOORE, P., 1959, The planet Venus, Faber and Faber, London

NEWKIRK, Jr., G., 1959, The airglow of Venus, Planet. Space Sc. 1, 32

NICOLET, M., 1954, Dynamics effects in the high atmosphere, Chapter 13 in The earth as a planet, Univ. Chicago Press, Chicago

NICOLET, M., 1960a, Aeronomic chemical reactions, Chapter 2 in Physics and Medicine of the Atmosphere and Space, J. Wiley and Sons, Inc. New York

NICOLET, M., 1960b, The properties and constitution of the upper atmosphere, Chapter 2 in Physics of the Upper Atmosphere, Acad. Press. New York

NICOLET, M., and AIKIN, A.C., 1960, The formation of the D region of the ionosphere, J. Geophys. Res., 65, 1469

NICOLET, M. and MANGE, P., 1954, The dissociation of oxygen in the high atmosphere, J. Geophys. Res., 59, 16

NOYES, W.A., and LEIGHTON, P.A., 1941, The photochemistry of gases, Reinhold Publ. Corp., New York

PEEK, B.M., 1958, The Planet Jupiter, Faber and Faber, London

REEVES, R.R., MANNELLA, G., and HARTECK, P., 1960 Rate of recombination of oxygen atoms, J. Chem. Phys. 32, 632

ROBERTS, J.A., and STANLEY, G.J., 1959, Radio emission from Jupiter at a wavelength of 31 centimeters, Publ. Astr. Soc. Pac. 7., 485

SINTON, W.M., 1959, Further evidence of vegetation on Mars, Science, 130, 1234

SINTON, W.M. and STRONG, J., 1960, Radiometric observations of Mars, Astrophys. J., 131, 459

SINTON, W.M., and STRONG, J., 1960, Radiometric observations of Mars Astrophys. J., 131, 470

SMITH, A.G., and CARR, T.D., 1959, Radiofrequency observations of the planets in 1957-1958, Astrophys. J., 130, 641

SUN, H., and WEISSLER, G.L., 1955, Absorption cross-sections of methane and amoniac in the vacuum ultraviolet, J. Chem. Phys. 23, 1160

SUN, H., and WEISSLER, G.L., 1955, Absorption cross-section of carbon dioxide and carbon monoxide in the vacuum ultraviolet, J. Chem. Phys., 23, 1625

UREY, H.C., 1958, The blue haze of Mars, Astrophys. J., 128, 736

UREY, H.C., 1959, The atmosphere of the planets, in Handbuch der Physik, 53, 363, Springer Berlin

VICTOREEN, J.A., 1949, The calculation of X-ray mass absorption coefficient, J. Appl. Phys., 20, 1141

WAIFAN, N., WALKER, W.C. and WEISSLER, G.L., 1955, Photoionization efficiencies and cross sections in O_2, N_2, CO_2, A, H_2O, H_2 and CH_4, Phys. Rev., 99, 542

WATANABE, K., 1957, ionization potentials of some molecules, J. Chem. Phys., 26, 542

WATANABE K., 1958, Ultraviolet absorption processes in the upper atmosphere, Advances in Geophysics, 5, 153

WATANABE, K., INN, E.C.Y., and ZELIKOFF, M., 1958, Absorption coefficients of oxygen in the vacuum ultraviolet, J. Chem. Phys., 21, 1026

WATANABE, K. and ZELIKOFF, M., 1953, Absorption coefficient of water vapor in the vacuum ultraviolet, J. Opt. Soc., Amer., 43, 753

WOERNLE, B., 1930, Die Absorption langwelliger Roentgenstrahlen von 2-10 AE in leichten Elementen, Ann. Phys., 5, Folge, 5, 475