INSTITUT D'AERONOMIE SPATIALE DE BELGIQUE

3 - Avenue Circulaire

B - 1180 BRUXELLES

AERONOMICA ACTA

A - N° 69 - 1970

Etude et obtention de données physiques fondamentales pour la photochimie atmosphérique

par M. ACKERMAN

BELGISCH

OOR RUIMTE-AERONOMIE

3 - Ringlaan B - 1180 BRUSSEL

INSTITUUT

AVANT-PROPOS

Les résultats de l'Institut d'Aéronomie Spatiale résumés dans cette note ont été obtenus sous l'impulsion du Professeur Nicolet et avec son soutien constant. Ils sont le fruit d'un travail d'équipe qui n'aurait pu être mené à bien sans le soin apporté aux réalisations instrumentales par le personnel de l'atelier de mécanique et du laboratoire d'électronique.

Une partie des données sur l'absorption de l'oxygène ont été obtenues en collaboration avec F. Biaumé à la Division de Physique du Conseil National des Recherches du Canada en 1968 avec l'aide de son Directeur, le professeur G. Herzberg.

Des données sur le spectre solaire ont été obtenues en collaboration avec D. Frimout en utilisant des nacelles stratosphériques à l'usage desquelles le Professeur Blamont, Directeur du Service d'Aéronomie du CNRS nous a initié en 1964 et en 1966.

VOORWOORD

De resultaten die in deze nota worden samengevat, werden bekomen in het Instituut voor Ruimte-Aëronomie onder het impuls van Professor M. Nicolet en dank zij zijn voortdurende steun. Zij zijn de vrucht van een werk verwezenlijkt in ploegverband. Dit had zeker niet tot een goed einde kunnen gebracht worden zonder de zorg besteed aan de verwezenlijking van de instrumentatie door het personeel van de werkplaats en van het laboratorium voor elektronica.

Een deel van de gegevens in verband met de absorptie van zuurstof, werd bekomen in samenwerking met F. Biaumé, in de Afdeling voor Fysika van Nationale Raad voor Onderzoek van Canada in 1968. Hierbij konden we rekenen op de hulp van de directeur van deze afdeling, Professor G. Herzberg.

De gegevens over het zonnespectrum werden bekomen in samenwerking met D. Frimout door gebruik te maken van stratosferische schuiten. In het gebruik van deze laatste werden we, in de jaren 1964 en 1966, ingewijd door Professor Blamont, Directeur van de Dienst voor Aëronomie van het CNRS.

FOREWORD

The results of the Institut d'Aéronomie Spatiale summarized here have been obtained under the impulse of Professor Nicolet and with his constant help. They are due to the work of a team which could not have been carried on without the great care taken of the construction of the instrumentation in the electronics and mechanics workshops of the Institute.

Part of the data on the absorption of oxygen have been obtained in collaboration with F. Biaumé at the Division of Physics of the National Research Council of Canada in 1968 with the help of his Director, Professor G. Herzberg.

Data on the solar spectrum have been obtained in collaboration with D. Frimout by means of stratospheric gondolas after Professor Blamont, Directeur of the Service d'Aéronomie du CNRS had tought us in 1964 and 1966 the basic principles of their use.

VORWORT

Die in dieser Notiz resumierten Ergebisse des Belgischen Institutes fur Raumaeronomie wurden unter Prof. Nicolet's Antrieb und mit seiner durchlaufenden Hilfe erhalten.

Ein Teil der Angaben betreffs der Sauerstoffabsorption wurde in 1968 unter Mitwirkung mit F. Biaumé zur "Division de Physique du Conseil National des Recherches du Canada" und mit der Hilfe des Leiters Prof. G. Herzberg erhalten.

Mit D. Frimout wurden Angaben betreffs des Sonnenspektrum mit Hilfe stratosphärischen Gondeln erhalten. Prof. Blamont, Leiter des "Service d'Aéronomie du CNRS" hat uns auf diese Techniek in 1964 und in 1966 eingeführt.

ETUDE ET OBTENTION DE DONNEES PHYSIQUES FONDAMENTALES POUR LA PHOTOCHIMIE

ATMOSPHERIQUE

par

M. ACKERMAN

Résumé

Une étude des données existantes nécessaires à l'évaluation du flux ultraviolet solaire dans l'atmosphère est d'abord présentée. Des résultats relatifs au rayonnement ultraviolet solaire obtenus par ballons stratosphériques et à l'absorption de l'oxygène dans le bandes de Schumann-Runge obtenus au laboratoire sont ensuite résumés. Il permettent de combler deux lacunes importantes dans les données requises.

Samenvatting

١

Vooreerst wordt een studie gemaakt van de bestaande gegevens nodig voor de waardebepaling van de ultravioletflux van de zon in de atmosfeer. Vervolgens wordt een samenvatting gegeven van de resultaten die betrekking hebben op de ultravioletstraling van de zon, bekomen met stratosferische ballons, en op de absorptie van zuurstof in de banden van Schumann-Runge, bekomen in het laboratorium. Zij laten toe twee voorname te korten aan te vullen die bij het ontleden van de gegevens naar voor

Summary

A study of the existing data by means of which the solar ultraviolet flux in the atmosphere can be evaluated is first presented. Results concerning the solar ultraviolet radiation obtained by means of stratospheric balloons and the absorption of oxygen in the Schumann-Runge bands in the laboratory are then summarized. They fill two important gaps among the required data.

Zusammenfassung

Eine Analyse der existierenden Angaben nötig für die Schätzung der ultravioletten Sonnenstrahlung in der Atmosphäre wird zuerst vorgestellt. Ergebnisse betreffs der ultravioletten Sonnenstrahlung die mit Hilfe stratosphärischen Gondeln erlhaten wurden, und Ergebnisse betreffs der Sauerstoffabsorption in den Schumann-Runge Banden, die im Laboratorium erhalten wurden, werden dann zusammengefasst. So ist es möglich zwei wichtige Lücken in der nötigen Angaben an zu füllen.

INTRODUCTION

L'interprétation des phénomènes chimiques observés dans l'atmosphère implique la connaissance précise des processus de photodissociation induits par le rayonnement solaire. Dans ce domaine une des données primordiales est donc, pour une longueur d'onde donnée ou au moins pour un intervalle étroit de longueur d'onde, le nombre de photons solaires chimiquement actifs disponibles par unité de surface et de temps en fonction de l'altitude. Il s'agit par conséquent de connaître la distribution spectrale d'intensité du rayonnement solaire en dehors de l'atmosphère. Lorsqu'on est intéressé aux couches de plus en plus denses de celle-ci, donc aux altitudes de plus en plus basses, l'atténuation du rayonnement par les constituants atmosphériques doit être précisée. Les sections efficaces de ces constituants doivent être connues. Les deux constituants les plus, importants en cette matière sont l'oxygène et l'ozone dans la chemosphère.

Nous exposons d'abord dans ce travail l'étude des données concernant l'absorption de l'ozone et de l'oxygène. Cette étude ayant montré la nécessité d'une recherche approfondie concernant l'absorption de 0₂ dans les bandes de Schumann-Runge et ayant stimulé cette recherche, nous en résumons les résultats et nous en donnons les implications aéronomiques préliminaires. Ce travail ayant été entrepris simultanément au laboratoire et dans l'atmosphère par ballons stratosphériques, nous en exposons ensuite ce second aspect. Les mesures effectuées ainsi in situ ont conduit à l'obtention de données sur le rayonnement ultraviolet solaire exposées brièvement à la fin de ce texte.

Ces dernières expériences mettant un point final à la première partie du travail proposé suscitent automatiquement une nouvelle étape puisqu'elles ont permis de mettre pour la première fois en évidence

entre 1950 Å et 2300 Å dans la mésosphère des phénomènes d'absorption qui n'avaient pas encore été reconnus. L'identification des molécules atmosphériques auxquelles cette absorption supplémentaire doit être attribuée constitue un nouveau sujet d'investigation. I. LES CONDITIONS PHYSIQUES DE LA PHOTOCHIMIE ATMOSPHERIQUE

A. Introduction

Il paraît aujourd'hui évident que la nature d'un gaz ou d'un mélange de gaz soumis à un rayonnement suffisamment énergétique soit transformée par des réactions chimiques initiées lors de l'interaction entre des photons et des molécules. S'il est connu depuis longtemps que la lumière peut modifier la matière, c'est seulement au milieu du siècle dernier, lorsque Draper redécouvrit en 1841, à la suite d'expériences sur le chlore et l'hydrogène, le principe déjà énoncé en 1817 par Grotthus qu'il fut établi que "seules les radiations absorbées par un système réactif sont effectives pour y produire une transformation chimique". Il fallut plus d'un siècle pour que la photochimie prenne un réel essor puisqu'avant la seconde guerre mondiale encore, on considérait que les rayonnements de réelle importance étaient presque exclusivement compris entre 8000 et 2000 Å. Cette dernière limite est celle de la transparence du quartz vers les courtes longueurs d'onde, matériau qui a joué au laboratoire un rôle important dans la construction des cellules à réaction.

Des particularités fondamentales marquent la photochimie atmosphérique dont Chapman⁽¹⁾ fut le précurseur en 1930 lorsqu'on la compare à la photochimie de laboratoire. Celle-ci présente l'avantage du libre choix des conditions expérimentales. La substance absorbante est répartie de façon homogène sur le trajet de la lumière, les longueurs d'ondes et les épaisseurs optiques sont presque toujours choisies de manière à éviter les gradients de flux lumineux le long

(1) S. CHAPMAN, Mem.roy.meteor.Soc., <u>3</u>, 103 (1930).

de ce trajet et enfin les parois des récipients permettent de limiter dans l'espace les systèmes étudiés quoiqu'elles soient susceptibles de perturber les réactions engendrées. Ces conditions expérimentales facilitent d'une part les manipulations et l'interprétation des observations. Par contre, elles restreignent partiellement la portée des recherches en les limitant. 6.-

Dans l'atmosphère, les conditions sont imposées par la nature. Le soleil est une source lumineuse dont le rayonnement présente une distribution spectrale d'intensité complexe et variable dans le temps et qui est périodiquement "allumée" et "éteinte" au rythme de la rotation terrestre. En fait, cette vue est encore simpliste puisque l'angle d'incidence des rayons solaires varie selon les coordonnées géographiques l'heure du jour et la saison. Enfin, la stratification de l'atmosphère et ses dimensions introduisent dans le mélange réactionnel de composition très diversifiée, des gradients de densité numérique et de température et des mouvements qui rendent les études globales particulièrement complexes.

Dans ces conditions, l'obtention des données physiques fondamentales est d'une importance primordiale. De même que dans un travail de laboratoire, les distributions spectrales de l'intensité I $_{0\lambda}$ de la source lumineuse, en l'occurence le soleil en l'absence d'absorption, et les sections efficaces d'absorption $\sigma_{i\lambda}$ des constituants i atmosphériques sont les premières à définir avec autant de précision que possible. Elles sont reliées entre elles par la loi de Beer permettant de déduire à une longueur d'onde λ , l'intensité

$$-\Sigma \sigma_{i} \int_{z}^{\infty} n_{i} dz$$

$$I_{\lambda} = I_{0\lambda} e$$

du flux lumineux disponible à une altitude z dans l'atmosphère après

avoir traversé une partie de celle-ci. La densité numérique du constituant i est représentée par n_i qu'il est rationnel d'exprimer en cm⁻³. Les sections efficaces sont alors exprimées en cm².

B. Le rayonnement solaire

Comme l'a fait remaquer Nicolet⁽²⁾ il y a vingt ans, lorsqu'on étudie la haute atmosphère d'un point de vue aéronomique, il s'agit d'abord de définir l'intensité du rayonnement solaire au niveau d'énergie correspondant aux processus considérés. C'est une question qui se pose également en astrophysique où les raisons d'y répondre sont nombreuses. Toutefois, en aéronomie, la réponse doit être à certains points de vue incomparablement précise. En météorologie, le rayonnement solaire non absorbé, et par conséquent chimiquement inactif, atteignant le sol et les basses couches de l'atmosphère est le plus important puisqu'il s'agit surtout dans ce cas d'un apport d'énergie thermique. Ces circonstances conduisent à la première étape de l'étude du rayonnement solaire que constitue la détermination de la constante solaire. Celle-ci est le nombre total de calories en provenance du soleil et qui atteindrait la terre en l'absence d'absorption par cm² et par minute. La valeur de 1,98 + 0,04 calorie par minute et par cm^2 déduite par Nicolet en 1951⁽³⁾ est toujours admise⁽⁴⁾. Cette valeur dépend surtout du rayonnement visible où le soleil est le plus intense

- (2) M. NICOLET, Physics and medicine of the upper atmosphere, The University of New Mexico Press, Albuquerque (1952).
- (3) M. NICOLET, Arch. f.Meteor.Geophys. u. Bioklimat. <u>Ser. B, Bd 3</u>, 209 (1951).
- (4) J.C. ARVESEN, R.N. GRIFFIN et B.D. PEARSON, Appl. Optics, <u>8</u>, 2215 (1969).

7.-

et son évaluation nécessitait avant l'emploi de véhicule permettant les mesures en dehors de l'atmosphère, d'effectuer certaines estimations en tenant compte des rayonnements infrarouge et ultraviolet non observables. Le rayonnement ultraviolet de longueur d'onde plus courte que 2200 Å ne joue, dans ce cas, plus aucun rôle.

En aéronomie, le rayonnement ultraviolet est le plus important étant donné que son énergie est comparable à l'énergie de liaison des molécules gazeuses prépondérantes de l'atmosphère chimiquement active, la chémosphère. Il a son origine dans la photosphère solaire jusqu'à la longueur d'onde de 910 Å qui correspond au début du continuum de Lyman de l'hydrogène absorbant complètement dans la chromosphère le rayonnement photosphérique de plus courte longueur d'onde.

Après que furent effectuées les premières mesures spectroscopiques du rayonnement solaire on crutd'abord que l'émission s'estompait vers les courtes longueurs d'onde au voisinage de 3000 Å par suite d'un phénomène d'absorption dans le soleil. Cette limite fut attribuée à l'absorption par l'ozone après que Fowler et Lord Rayleigh⁽⁵⁾ eurent mis ce composé en évidence dans l'atmosphère et que Fabry et Buisson eurent déterminé l'influence de la distance zénithale sur la brillance du soleil observé depuis le sol dans ce domaine de longueurs d'onde. Ce travail permit d'obtenir des valeurs du flux solaire en dehors de l'atmosphère jusqu'à 2898Å. Les dernières tentatives d'exploration de l'ultraviolet solaire depuis le sol furent effectuées en 1942 par Götz et Casparis⁽⁶⁾ qui purent atteindre 2869 Å à partir du Jungfraujoch.

- (5) FOWLER et STRUTT, Proc. Roy. Soc., <u>A 93</u>, 577 (1917).
- (6) W.P. GOTZ et Ph. CASPARIS, Z. Angew. Phot. Wiss. U.Tech., <u>4</u>, 65 (1942).

En 1946, lors des premiers tirs de fusées allemandes V_2 aux Etats-Unis, le soleil fut spectrographié jusqu'à 2200 Å par Tousey, Strain, Johnson et Oberly⁽⁷⁾. Les observations du soleil par fusées et par satellites ont été poursuivies depuis jusque dans l'ultraviolet extrême et au-delà. La limite d'intérêt pour la photochimie atmosphérique des particules neutres se situe à 1215,6 Å, longueur d'onde de la raie Lyman α de l'hydrogène qui participe déjà à la photochimie ionosphérique⁽⁸⁾ puisqu'elle ionise l'oxyde d'azote dans la région D de l'ionosphère.

Une fenêtre optique très importante et décrite dans le paragraphe suivant est située aux environs de 2000 Å où le rayonnement atmosphérique pénètre profondément dans l'atmosphère. L'épaisseur optique unitaire y est atteinte dans la stratosphère et est due à l'oxygène moléculaire et à l'ozone se protégeant mutuellement par l'intermédiaire de l'oxygène atomique par le mécanisme de réactions en chaîne bien connues.

> $O_2 + h\nu \rightarrow 0 + 0$ $O_2 + h\nu \rightarrow 0 + 0$ $O_3 + h\nu \rightarrow 0_2 + 0$ $O_3 + 0 \rightarrow 2 O_2$

- (7) R. TOUSEY, C.V. STRAIN, F.S. JOHNSON and J.J. OBERLY, Ap. J. <u>52</u>, 158 (1947).
- (8) M. NICOLET, Mém. Inst. Météor. Belg. nº 19, 83 (1945).

Ce phénomène remarquable, discuté par de nombreux auteurs est l'une des multiples conditions nécessaires à la vie de la terre.

Pour le définir quantitativement, la mesure absolue de l'intensité du rayonnement solaire, dans ce domaine de longueurs d'onde, est indispensable quoiqu'elle soit rendue particulièrement ardue par plusieurs facteurs. La grande intensité du rayonnement visible introduit des difficultés liées à la lumière parasite que l'on ne peut rejeter qu'en employant des spectrographes a dispersions multiples ou des monochromateurs munis de détecteurs photoélectriques dont la sensibilité est limitée à un étroit domaine de longueurs d'onde. L'arc au carbone ne peut être utilisé comme source lumineuse étalon pour la calibration étant donné sa température relativement faible par rapport à celle du soleil.

La détermination de l'intensité de ce rayonnement pénétrant qui joue un rôle prépondérant dans la photochimie de l'ozone mais aussi dans celle des constituants minoritaires de l'atmosphère a fait l'objet d'une partie des recherches expérimentales à l'IAS depuis cinq ans. Ce travail et les résultats obtenus seront résumés dans la quatrième partie de ce mémoire.

C. Sections efficaces d'absorption de composés atmosphériques susceptibles d'atténuer l'ultraviolet solaire.

Plutôt que sa concentration ce sont les propriétés moléculaires d'un constituant atmosphérique qui lui font jouer le rôle d'écran pour le rayonnement solaire. Par exemple l'azote, qui constitue les 4/5 de l'homosphère n'absorbe le rayonnement du soleil qu'en-dessous de

1000 À par suite de sa très grande stabilité d'une part

 $(D^{\circ}: 225 \text{ Kcal/mol})$ et des formes respectives des potentiels d'interaction entre les atomes d'azote de la molécule N₂ à l'état fondamental et dans les états excités⁽⁹⁾. Par contre, l'ozone dont le rapport de mélange atteint au plus 10⁻⁶ absorbe déjà la lumière visible dans les bandes découvertes par Chappuis et qui donnent à ce gaz sa couleur bleue.

L'ozone et l'oxygène qui est à son origine sont les absorvants photochimiques essentiels de l'atmosphère. L'étude de leur absorption fera l'objet des deuxième et troisième parties de ce mémoire.

(9) F.R. GILMORE, J. Quant. Spectrosc.Radiat. Transfer, 5, 369 (1965).

II. SECTION EFFICACE D'ABSORPTION DE L'OZONE

Dans l'ultraviolet entre les longueurs d'onde de 3500 et 2000 Å environ, l'ozone présente une large bande d'absorption découverte par Hartley. Le maximum très prononcé a lieu vers 2500 Å. Une épaisseur de 25 microns d'ozone gazeux à pression et température normales suffit à réduire à la moitié l'intensité de cette radiation. Dans l'étendue de cette bande, la courbe d'absorption a, en gros, la forme d'une courbe en cloche, présentant une faible structure dentelée qui représente un ensemble compliqué de bandes. Dans la région du maximum d'absorption celles-ci ne sont pas facilement observables, mais elles deviennent très visibles du côté des grandes longueurs d'onde, entre 3100 et 3500 Å environ où elles ont été découvertes dans le spectre de Sirius près de l'horizon par Huggins, qui n'en avait pas reconnu l'origine atmosphérique⁽¹⁰⁾.

En vue de démontrer que les différents processus possibles de dissociation de l'ozone ne peuvent jouer aucun rôle dans l'émission de la raie verte du ciel nocturne, Nicolet⁽¹¹⁾ a envisagé en 1939 l'aspect énergétique de ces processus dont la liste est reproduite au tableau I.

L'énergie de la réaction

 $0_3 + h\nu \rightarrow 0_2 + 0$

(10). C. FABRY, Les propriétés optiques de l'ézone et leur emploi dans l'étude de l'atmosphère, Paris (1934).

(11) M. NICOLET, Mém. Inst. Royal Météor. Belg. XI (1939).

TABLEAU I: Divers processus de dissociation de l'ozone et leurscaractéristiques énergétiques(11)

$0_3 \rightarrow 0_2 (x^{3}\Sigma_{g}) + 0(^{3}P)$	- 1,05 eV ou	8.444 cm ⁻¹ ou	11.843 Å
$0_3 \xrightarrow{1} 0_2 (a \xrightarrow{1} b_g) + 0(^3P)$	- 2,03 eV ou	16.362 cm ⁻¹ ou	6.112 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (A \ {}^{1}\Sigma_{g}^{+}) + 0({}^{3}P)$	- 2,68 eV ou	21.639 cm ⁻¹ ou	4.621 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (x^{3}\Sigma_{g}) + 0(^{1}D)$	- 3,01 eV ou	24.312 cm ⁻¹ ou	4.113 Å
$0_3 \to 0_2 \ (a \ ^1 \triangle_g) + 0(^1 D)$	- 3,99 eV ou	32.230 cm ⁻¹ ou	3.103 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (A \Sigma_g^+) + 0(D)$	- 4,65 eV ou	37.507 cm ⁻¹ ou	2.666 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (x^{3}\Sigma_{g}) + 0(^{1}S)$	- 5,23 eV ou	42.236 cm ⁻¹ ou	2.368 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (a \stackrel{1}{\simeq} g) + 0(^1S)$	- 6,22 eV ou	50.154 cm ⁻¹ ou	1.994 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (A \Sigma_g^+) + 0(1S)$	- 6,87 eV ou	55.431 cm ⁻¹ ou	1.804 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 \ (C \ {}^{3}\Sigma_{u}^{+}) + 0({}^{3}P)$	- 5,52 eV ou	44.540 cm ⁻¹ ou	2.245 Å
$0_3 \rightarrow 0_2 (B^{3}\Sigma_{u}) + 0(^{3}P)$	- 7,22 eV ou	58.246 cm ⁻¹ ou	1.717 Å

prise égale à 23,137 kcal/mol⁽¹²⁾ a été associée aux énergies d'excitation de 0 et $0_2^{(13 \text{ et } 14)}$ pour déterminer les seuils d'énergie des divers processus envisagés.

Ce tableau montre que des molécules et des atomes excités d'oxygène peuvent être produits notamment par le rayonnement solaire pénétrant par la fenêtre optique de 2000 Å en photodissociant l'ozone. Cet aspect prend toute sa valeur depuis la découverte par Noxon et Vallance Jones⁽¹⁵⁾ de la présence de la molécule excitée $0_2 \stackrel{1}{\simeq} \Delta_g$ dans l'atmosphère par l'observation de la bande 0-0 de la transition $(\stackrel{1}{\simeq} - \stackrel{3}{\simeq} \stackrel{2}{_g})$ de l'oxygène. D'autre part, le comportement des composés hydrogénés de l'atmosphère, déjà étudié**g** en 1950 par Bates et Nicolet⁽¹⁶⁾ peut être profondément modifié par la présence d'atomes d'oxygène excités⁽¹⁷⁾ dont les réactions avec le méthane et l'eau sont très rapides et dont l'influence a été étudiée en détail⁽¹⁸⁾.

La section efficace d'absorption de l'ozone est connue depuis

- (12) B. LEWIS et G. von ELBE, Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press, New York (1961).
- (13) W.L. WIESE, M.W. SWITH and B.M. GLENNON, Atomic Transition Probabilities, NSRDS-NBS4 - Washington, D.C. (1966).
- (14) G. HERZBERG, Spectra of Diatomic Molecules, Van Norstrand, New York (1950).
- (15) J.F. NOXON and A. VALLANCE JONES, Nature, <u>196</u>, 157 (1962).
- (16) D.R. BATES et M. NICOLET, J. Géophys. Res. 55, 301 (1950).
- (17) J. HAMPSON dans Les problèmes météorologiques de la stratosphère et de la mésosphère, CNRS, Paris (1966).
- (18) M. NICOLET, Ann. Géophys., à paraître (1970).

les travaux de Vigroux⁽¹⁹⁾, de Watanabe et al.⁽²⁰⁾ et de Inn et Tanaka⁽²¹⁾ qui ont permis de lever l'indétermination résultant de mesures antérieures fragmentaires ou discordantes⁽²²⁻³⁰⁾. En vue de l'application de ces données à des problèmes aéronomiques, il s'agit d'en faire une étude critique pour enfin choisir des valeurs moyennes par intervalles de longueur d'onde. La taille de ceux-ci doit être choisie en fonction de l'importance de la variation, en fonction de la longueur d'onde, de la grandeur étudiée, qu'il s'agisse d'une section efficace d'absorption ou d'un flux lumineux. En ce qui concerne l'ozone en-dessous de 2000 Å, le choix est facile étant donné l'èxistence d'une seule série de mesures⁽²⁰⁾ reproduites à la figure 1. Les valeurs moyennes par intervalles de longueur d'onde seront indiquées au chapitre V. L'incertitude est probablement très faible dans ce cas vu la méthode expérimentale employée et le bon raccordement dans les bandes de Hartley. Pour celles-ci nous ne considérons que les valeurs les

- (19) E. VIGROUX, Contribution à l'étude expérimentale de l'ozone, Masson et Cie, Paris (1953).
- (20) K. WATANABE, M. ZELIKOFF and E.C.Y. INN, Geophys. Res. Pap. nº 21, G.R.D., A.F.C.R.L. (1953).
- (21) E.C.Y. INN et Y. TANAKA, J. Opt. Soc. Amer., <u>43</u>, 870 (1953).
- (22) E. MEYER, Ann. Physik, <u>12</u>, 849 (1903).
- (23) K. KRUGER et M. MOELLER, Physik Z., 13, 729 (1912).
- (24) C. FABRY and H. BUISSON, J. Phys. et radium <u>3</u>, 196 (1913).
- (25) A. LAUCHLI, Helv. Phys. Acta, <u>1</u>, 208 (1928).
- (26) NY TSI-ZE et CHOONG SHIN-PIAW, C.R. Acad. Sci. Paris, <u>196</u>, 916 (1933).
- (27) G. COLANGE, J. Phys. et radium, 8, 254 (1927).
- (28) A. VASSY, Ann. Phys. <u>16</u>, 145 (1941).
- (29) E. VIGROUX, C.R. Acad. Sci. Paris, <u>227</u>, 272 (1948).
- (30) A. VASSY, C.R. Acad. Sci., Paris, <u>204</u>, 1413 (1937).



Fig. 1.- Section efficace d'absorption (σ) de l'ozone en fonction de la longueur d'onde (λ) de 1100 Å à 1750 Å.

16.

plus récentes ^(19,20,21,31,32) qui apparaissent à la figure 2 où les bandes de Huggins sont aussi représentées ainsi que les valeurs moyennes choisies et données au tableau XX. Le désaccord entre les résultats de Vigroux ⁽¹⁹⁾ et de Inn et Tanaka ⁽²¹⁾ apparaissant en-dessous de 2700 Å a été discuté récemment par Vigroux ⁽³³⁾ qui a repris ses mesures antérieures. Les nouveaux résultats sont en bon accord avec ceux de Inn et Tanaka. On remarque aisément que l'ozone transmet autant à 3000 Å qu'à 2000 Å. Comme nous le verrons plus loin, l'oxygène contribue aussi à masquer le rayonnement solaire à cette longueur d'onde.

Si les bandes de Chappuis (figure 3) ne jouent qu'un rôle mineur dans la transparence de l'atmosphère, Castellano et Schumacher⁽³⁴⁾ ont montré en détail qu'elles participent à la photodissociation de l'ozone en étudiant en lumières jaune et rouge la cinétique de destruction photochimique de l'ozone. Dans l'ultraviolet ce phénomène est connu depuis longtemps et Eucken et Patat⁽³⁵⁾ ont été parmi les premiers à l'étudier en détail. Des valeurs moyennes de sections efficaces d'absorption sont fournies au chapitre V.

Il ressort de l'examen des figures 1, 2 et 3 que la section efficace d'absorption de l'ozone est remarquablement bien connue. Toutefois, on dispose de peu d'indications sur les rendements quantiques respectifs des processus énumérés au tableau I quoiqu'en plus de leur intérêt aéronomique, l'aspect fondamental de leur connaissance soit indiscutable.

- (31) PAETZOLD et REGENER, Hand der Phys., <u>48</u>, 374 (1957).
- (32) A.G. HEARN, Proc. Phys. Soc. 78, 932 (1961).
- (33) E. VIGROUX, Ann. Géophys. 25, 169 (1969).
- (34) E. CASTELLANO et H.J. SCHUMACHER, Zeit. Phys. Chem., 34, 198 (1962).
- (35) E. EUCKEN et F. PATAT, Zeit. Phys. Chem., <u>33B</u>, 459 (1933).



Fig. 2.- Section efficace d'absorption (σ) de l'ozone dans les bandes de Hartley et de Huggins en fonction de la longueur d'onde (λ).

ò



Fig. 3.- Section efficace d'absorption (σ) de l'ozone dans les bandes de Chappuis en fonction de la longueur d'onde (λ).

19

III. SECTION EFFICACE D'ABSORPTION DE L'OXYGENE

Le nombre important et la diversité des données expérimentales sur l'absorption de la molécule d'oxygène nécessitent d'abord une étude critique approfondie avant d'adopter pour les études aéronomiques les valeurs des sections efficaces d'absorption et de dissociation de 0_2 . Une telle analyse a déjà été effectuée par exemple par Nicolet et Mange⁽³⁶⁾. De nombreuses données ont été obtenues depuis lors. Nous passerons en revue dans ce travail la plupart des résultats publiés sur le sujet dans le domaine spectral allant de la limite de dissociation de la molécule à 41.260 cm⁻¹ jusqu'à 86.000 cm⁻¹ en considérant deux régions consécutives : de 86.000 cm⁻¹ à 57.000 cm⁻¹ et de 57.000 cm⁻¹ à 41.260 cm⁻¹. L'absorption à la longueur d'onde de la raie Lyman α sera envisagée séparément.

Nous montrerons que le second domaine, si important pour la photochimie de la mésosphère et de la stratosphère s'est avéré extrêmement mal connu. C'est d'ailleurs cette situation qui a stimulé le travail expérimental entrepris à ce sujet à l'I.A.S. De nombreuses données seront reproduites in extenso dans ce paragraphe soit parce que les résultats originaux ont fait l'objet d'une nouvelle analyse, soit parce qu'ils ne figurent que dans des rapports antérieurs ou des ouvrages à faible diffusion.

(36) M. NICOLET et P. MANGE, J. Geophys. Res., <u>59</u>, 15 (1954).

A. Absorption de la raie Lyman α

Aux courtes longueurs d'onde du premier domaine de nombre d'onde envisagé, on trouve un étroit et profond minimum d'absorption de l'oxygène presque parfaitement centre sur la raie Lyman α émise avec une grande intensité par le soleil.

La section efficace d'absorption de 0_2 à la longueur d'onde de Lyman α de l'hydrogène a fait l'objet de plusieurs mesures. Certains auteurs (37,38,39) ont mis en évidence un effet marqué de la pression sur $\sigma(0_2)$ alors que Lee⁽⁴⁰⁾ et Ditchburn et coll.⁽⁴¹⁾ n'en ont pas observé. Cette divergence pourrait être due au fait que dans le premier cas, le domaine de pression étudié va de l à 490 mm Hg tandis que dans le second cas ce domaine a été de 10^{-3} à 17 mm Hg. L'absence d'effet de pression ne peut être déduit avec certitude des données de Ditchburn et coll.⁽⁴¹⁾ qui, d'autre part, ont adopté 9,3 x 10^{-21} cm² comme valeur de $\sigma(0_2)$ à 1215,7 Å pour des études de l'atmosphère alors que leur résultat est 10 % plus faible. Plus récemment, en utilisant des rayons moléculaires croisés de haute énergie, Gaily⁽⁴²⁾ a pu effectuer un balayage de la fenêtre optique de l'oxygène aux longueurs d'onde plus courtes que celle de Lyman α .

- (37) K. WATANABE, E.C.Y. INN et M. ZELIKOFF, J.Chem. Phys. 21, 1026 (1953).
- (38) K. WATANABE, H. SAKAI, J. MOTTL et T. NAKAYAMA, Contribution nr 11, Hawaii Institute of Geophysics Scientific Report nr4 (1958).
- (39) W.M. PRESTON, Phys. Rev. <u>57</u>, 885 (1940).
- (40) P. LEE, J. Opt. Soc. Amer. <u>45</u>, 703 (1955).
- (41) R.W. DITCHBURN, J.E.S. BRADLEY, C.G. CANNON et G. MUNDAY in "Rocket Exploration of the Upper Atmosphere", R.L.E. BOYD et M.J. SEATON, Pergamon Press, London (1954).
- (42) T.D. GAILY, J. Opt. Soc. Amer., <u>59</u>, 536 (1969).

Il a pu montrer que la raie est située légèrement dans l'aile de courte longueur d'onde du minimum d'absorption de l'oxygène. Il a confirmé la valeur absolue et l'effet de pression déjà connus⁽³⁷⁾. C'est à ces derniers résultats que nous accordons le plus de confiance.

Les différentes valeurs de $\sigma(0_2)$ à Lyman α pour une pression nulle sont rassemblées au tableau II.

TABLEAU II : Valeurs de $\sigma(0_2)$ à 1215,7 Å

Références
39
37
38
41
40

B. Absorption de 73.000 cm⁻¹ à 86.000 cm⁻¹

Tant vers les plus courtes longueurs d'onde que celle de Lyman α et jusqu'à la limite que nous avons envisagée que vers les plus grandes longueurs d'onde, jusqu'au continuum de Schumann, le spectre de la section efficace d'absorption présente une structure complexe. Il comporte un nombre important de fenêtres optiques permettant la pénétration de l'ultraviolet solaire dans la mésosphère. Toutefois le soleil y est peu intense et son rôle aéronomique ne s'est pas avéré important jusqu'ici. Nous donnerons cependant des valeurs moyennes de sections efficaces d'absorption (Chapitre V) déduites des mesures de Watanabe et coll.⁽³⁷⁾ de 73.000 cm⁻¹ à 77.912 cm⁻¹ (Tableau III) et de Watanabe et coll⁽³⁸⁾ de 78.125 cm⁻¹ à 86.000 cm⁻¹ (Tableau IV).

C. Absorption de 57.000 cm⁻¹ à 73.000 cm⁻¹. Continuum de Schumann-Runge,

La molécule d'oxygène présente dans ce domaine spectral une forte absorption due au continuum de Schumann dont la section efficace d'absorption et la position du maximum ont fait l'objet de nombreuses mesures représentées à la figure 4 et ont été un sujet de controverses. A la suite de ses mesures sur la dispersion de l'air, J. Koch⁽⁴³⁾ avait déjà conclu en 1912 à l'existence d'un maximum d'absorption de l'oxygène situé à 1421 Å. Plus tard Landenburg et Wolfsohn⁽⁴⁴⁾ le plaçait à 1465 Å et déduisaient de leurs mesures de dispersion une force d'oscillateur pour le continu égale à 0,20. En collaboration avec

(43) J. KOCH, Archiv. f. Math. Astr. Och Fysik, <u>8</u>, n° 20 (1913).
(44) R. LANDENBURG et G. WOLFSOHN, Zeit. Phys., <u>79</u>, 42 (1932).





λ(Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	ln(I ₀ /I)	σ(Å ²)
1283,5	77.912	9,8	0.00365
1287	77.700	12,7	0.00473
1290,5	77.489	14,6	0.00543
1293	77.340	15,7	0.00584
1296,5	77.131	14,8	0.00551
1299	76.982	14,0	0.00521
1302	76.805	11,9	0.00443
1306	76.570	9,6	0.00357
1309	76.394	13,9	0.00517
1312,5	76.190	19,4	0.00722
1317	75.930	29,6	0.01102
1321,5	75.672	42,9	0.01597
1325	75.472	55,0	0.02047
1329	75.245	62,1	0.02311
1333,5	74.991	61,6	0.02292
1336,5	74.709	59,1	0.02199
1339,5	74.655	60,3	0.02244
1343	74.460	75	0.02791
1345	74.349	9 3	0.03461
1349	74.129	155	0.05768
1351	74.019	191	0.0711
1355	73.800	191	0.0711
1361	73.475	220	0.0819
1366	73.206	259	0.0964
1369	73.046	303	0.1128

TABLEAU III : Données de Watanabe et coll.⁽³⁷⁾

TABLEAU IV : Données de Watanabe et coll⁽³⁸⁾

λ (Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	$\sigma(cm^2)$
1167,5	85.653	$1,55 \times 10^{-20}$
1170	85.470	$2,30 \times 10^{-19}$
1172,5	85.288	$1,80 \times 10^{-18}$
1175	85.106	1,25
1177,5	84.926	$3,00 \times 10^{-19}$
. 1180	84.746	1,60
1182,5	84.567	1,35
1185	84.388	$3,70 \times 10^{-20}$
1187,5	84.211	$6,50 \times 10^{-21}$
1190	84.034	$3,90 \times 10^{-20}$
1192,5	83.857	$1,70 \times 10^{-19}$
1195	83.682	4,20
1197,5	83.507	8,80
1200	83.333	$1,55 \times 10^{-18}$
1202,5	83.160	3,90
1205	82.988	$1,80 \times 10^{-17}$
1207,5	82.816	1,30
1210	82.655	$2,00 \times 10^{-18}$
1212,5	82.474	$2,60 \times 10^{-19}$
1215	82.304	9,00 x 10^{-21}
1217,5	82.135	$2,70 \times 10^{-20}$
1220	81.967	$1,10 \times 10^{-19}$
1222,5	81.800	2,45
1224	81.699	2,25
1225	81.633	2,45

.

.

TABLEAU IV (suite) : Données de Watanabe et coll.⁽³⁸⁾

λ(Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	$\sigma(cm^{-2})$
1227,5	81.466	$3,40 \times 10^{-19}$
1230	81.301	3,70
1232,5	81.136	5,00
1235	80.972	7,10
1237,5	80.808	3,40
1240	80.645	2,00
1242	80.515	1,40
1243	80.451	$4,50 \times 10^{-17}$
1244	80.386	5,20
1245	80.321	1,40
1247,5	80.160	$1,70 \times 10^{-18}$
1250	80.000	1,50
1252,5	79.840	$9,20 \times 10^{-19}$
1255	79.681	7,20
1257,5	79.523	5,50
1260	79.365	3,90
1262,5	79.208	4,80
1 2 65	79.051	2,00
1267,5	78.895	1,30
1270	78.740	$8,80 \times 10^{-20}$
1271	78.678	7,20
1272,5	78.585	8,10
. 1275	78.431	$1,30 \times 10^{-19}$
1277,5	79.278	2,00
1280	78,125	2,60

Van Voorhis⁽⁴⁵⁾, Landenburg confirma ces résultats, en déterminant le coefficient d'absorption de 0_2 de 1300 Å à 1750 Å (Tableau V). Les conditions de leurs expériences ne sont cependant pas entièrement satisfaisantes : les plaques photographiques étaient soumises à une importante lumière parasite et la pression était difficilement contrôlable dans la cellule d'absorption. Quoique Landenburg et Van Voorhis aient tenté de tenir compte des erreurs que ces mauvaises conditions ont pu entraîner, leurs résultats ne peuvent pas être considérés comme précis tant en ce qui concerne la valeur absolue de la section efficace que pour fixer la position du maximum d'absorption. Les déterminations faites par Schneider⁽⁴⁶⁾ (Tableau VI) qui indique des limites d'erreurs concrètes, donnent une idée de l'incertitude des valeurs accessibles jusqu'à la publication en 1953 du travail de Watanabe et coll.^(20,38) qui ont mesuré l'absorption du continu de Schumann et des continus superposés du côté des courtes longueurs d'ondes (Tableau VII).

La présence de ces continus non envisagés par Landenburg et Wolfsohn lors de leur étude de dispersion pourrait expliquer la valeur élevée de la force d'oscillateur trouvée par ces auteurs. En 1953 également, Ditchburn et Heddle⁽⁴⁷⁾ ont mesuré l'absorption de O₂ (Tableau VIII) et conclurent à un accord parfait entre leurs résultats et ceux de Landenburg et Van Voorhis. Cet accord apparaît à la figure 2 ainsi que les importantes limites d'erreurs fixées par les auteurs. La courbe d'absorption tracée par Watanabe et coll.⁽³⁸⁾ grâce au grand nombre de mesures effectuées, montre que les autres mesures ne permettent pas de déduire une position exacte du maximum

(45) R. LANDENBURG et C.C. VAN VOORHIS, Phys. Rev., <u>43</u>, 315 (1933).
(46) E.G. SCHNEIDER, J. Opt. Soc. Amer., <u>30</u>, 128 (1940).
(47) R.W. DITCHBURN et D.W.O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc., <u>220A</u>, 61 (1953)

$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹) x 10 ⁻⁴	λ(Å)	$\ln I_0/I(cm^{-1})$	σ(Å ²)
6,041	1654	86,1	0,0320
6,113	1636	122,5	0,0456
6,134	1631	138,0	0,0514
6,202	1611	146,2	0,0544
6,147	1626	163,3	0,0608
6,236	1603	176,3	0,0656
6,318	1583	197,2	0,0734
6,259	1598	209,2	0,0779
6,443	1552	250,6	0,0933
6,425	1556	268,4	0,1000
6,455	1549	268,4	0,1000
6,505	1537	280,7	0,1045
6,517	1534	293,7	0,1093
6,560	1524	288 ,9	0,1075
6,551	1526	301,3	0,1121
6,468	1546	310,1	0,1154
6,483	1542	310,1	0,1154
6,606	15 14	318,4	0,1185
6,604	1514	327,2	0,1218
6,636	1507	322,4	0,1200
6,656	1502	327,2	0,1218
6,671	1499	351,9	0,1310
6,693	1494	359,8	0,1339
6 ,72 4	1487	401,5	0,1494

TABLEAU V : Données de Landenburg et Van Voorhis (repris d'un graphique)⁽⁴⁵⁾

$\frac{1}{1}$ (cm ⁻¹) x 10 ⁻⁴	λ (Å)	$\ln I_{i}/\tilde{I}(cm^{-1})$	σ(Å ²)
λ.	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·		
6,708	1491	417,7	0,1554
6,796	1471	434,5	0,1617
6,824	1465	434,5	0,1617
6 ,852	1459	6, 426	Ó,1588
6,811	1468	484,8	0,1804
6,864	1457	462,0	0,1719
6,929	1443	493,7	0,1837
6,951	143 9	468,3	0,1743
7,005	1428	. 418,0	0,1556
7,113	1406	385,1	0,1433
7,168	1395	347,8	0,1294
7,332	1364	236,7	0,0881
7,366	1358	141,8	0,0528
7,392	1353	247,1	0,0920
7,429	1346	95,0	0,0354
7,456	1341	95,0	0,0354
7,495	1334	82,9	0,0309

.

TABLEAU V (suite) : Données de Landenburg et Van Voorhis (repris d'un graphique)⁽⁴⁵⁾

λ(Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	ln I ₀ /I (cm ⁻¹)air	σ(Å ²)
1250	80.000	5 <u>+</u> 10	0,0089 <u>+</u> 0.0178
1251	79.9 36	3 <u>+</u> 10	0.0053 <u>+</u> 0,0178
1252	79. 872	5 <u>+</u> 10	0.0089 <u>+</u> 0.0178
1255	79.681	5 <u>+</u> 10	0.0089 ± 0.0178
1258.5	79.459	3 ± 10	0.0053 <u>+</u> 0.0178
1263.5	7 9.1 45	14 <u>+</u> 10	0.0249 <u>+</u> 0.0178
1343	74.460	30 <u>+</u> 10	0.0533 <u>+</u> 0.0178
1403	71.275	100 <u>+</u> 20	0.1776 <u>+</u> 0.0355
1436	69.638	100 <u>+</u> 20	0.1776 <u>+</u> 0.0355
1450	68 .9 65	100 <u>+</u> 10	0.1776 <u>+</u> 0.0178
1464	68.306	85 <u>+</u> 10	0.1510 <u>+</u> 0.0178
1496	66.844	75 <u>+</u> 10	0.133 <u>+</u> 0.018
1517	65 .9 20	70 <u>+</u> 10	0.124 <u>+</u> 0.018
1577	63.411	40 ± 10	0.071 <u>+</u> 0.018
1596	62.656	30 <u>+</u> 10	0.053 <u>+</u> 0.018

TABLEAU VI : Données de Schneider⁽⁴⁶⁾

.

4

λ (Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	$\ln I_0/I(cm^{-1})$	σ(Å ²)
1375	72.727	332	0,1236
1378	72.569	342	0,1273
1384	72.254	354	0,1317
1391,5	71.864	359	0,1336
1394	71.736	366	0,1362
1400,5	71.403	370	0,1377
1405	71.174	375	0,1396
1408	71.022	376	0,1399
1410,5	70.896	380	0,1414
1418	70.521	380	0,1414
1427	70.077	376	0,1399
1430	69 .9 30	375	0,1396
1433	69.784	377	0,1403
1436	69.638	375	0,1396
1440,5	69.420	371	0,1381
1443,5	69.276	372	0,1384
1450	68.965	370	0,1377
1455	68.728	368	0,1370
1457,5	68.610	365	0,1358
1460	68.4 9 3	361	0,1343
1463	68.352	355	0,1321
1467,5	68.143	355	0,1321
1473,5	67.865	350	0,1303
1479 ,	67.613	338	0,1258
1486	67.294	324	0,1206

TABLEAU VII : Données de Watanabe et coll. (1953)^(20,38)

 $\sigma(\mathbf{A}^2)$ $\frac{1}{\lambda}$ (cm⁻¹) $\ln I_0/I (cm^{-1})$λ**(Å)** 0,1183 1489 67.159 318 319 0,1187 1491,5 67.046 1495 66.889 307 0,1142 0,1131 304 1499 66.711 0,1094 1504 66.489 294 0,1061 66.203 285 1510,5 0,1020 274 1517 65.919 266 0,0990 1522,5 65.681 0,0927 249 1532 65.274 0,0867 1537,5 65.040 233 0,0845 1541,5 64.871 227 0,0815 64.745 219 1544,5 0,0808 217 1547 64.641 64.474 209 0,0778 1551 1555,5 64.288 204 0,0759 1562,5 64,000 194 0,0722 1569,5 175 0,0651 63.714 0,0636 63.613 171 1572 0,0614 63.391 165 1577,5 0,0588 158 1581 63.251 0,0577 155 1585,5 63.071 0,0536 1589 62.932 144 0,0510 137 15**91** 62.853 133 0,0495 1596 62.656 0,0465 62.421 125 1602 112 0,0417 1608 62.189 104 0,0387 61.996 1613 0,0342 92 1620,5 61.709

TABLEAU VII (suite 1) : Données de Watanabe et coll. (1953)^(20,38)
λ (Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	ln I ₀ /I (cm ⁻¹)	σ (Å²)
1623,5	61.595	8 9	0,0331
1628,5	61.406	80	0,0298
1633,5	61.218	75	0279, 0
1636,5	61.106	72	0,0268
1638,5	61,031	69	0,0257
1644	60.827	63	0,0234
1648	60.679	60	0,0223
1654	60.45 9	54	0,0201
1658,5	60 .29 5	49	0,0182
1663	60.132	46	0,0171
1667	5 9. 988	42	0,0156
1671	59.844	39	0,0145
1677,5	5 9 .612	35	0,0130
1682	5 9. 456	32	0,0119
1687	59.276	30	0,0112
1689	59.206	26,5	0,00986
1697	58.927	24,0	0,00893
1702	58.754	21,8	0,00811
1705	58.651	20,3	0,00755
1712	58.411	18,2	0,00677
1717	58.241	16,4	0,00610
1722	58.072	15,0	0,00558
1727	57.903	13,6	0,00506
1732	57.736	11,9	0,00443
1737	57.570	10,6	0.00394
1742	57.405	9,5	0,00354
1747	57.240	8,3	0,00309
1749	57.175	7,2	0,00268
1751	57.110	5ر 6	<u>،00242</u>

TABLEAU VII (suite 2) : Données de Watanabe et coll. (1953)^(20,38)

$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	λ(A)	ln I _o /I(cm ⁻¹)	$\sigma(\text{\AA}^2)$
60.586	1,651,4	79 <u>+</u> 16	0,0294 <u>+</u> 0,0059
61.230	1633,2	109 <u>+</u> 18	0,0406 <u>+</u> 0,0067
61.741	1619,7	116 <u>+</u> 18	0,0432 <u>+</u> 0,0067
62.040	1611,9	159 <u>+</u> 17	0,0592 <u>+</u> 0,0063
62.240	1606,7	133 <u>+</u> 10	0,0495 <u>+</u> 0,0037
62.460	· 1601,0	143 <u>+</u> 20	0,0532 <u>+</u> 0,0074
62.680	1595,4	151 <u>+</u> 20	0,0562 <u>+</u> 0,0074
63.131	1584,0	162 <u>+</u> 20	0,0603 <u>+</u> 0,0074
63.533	1574,0	181 <u>+</u> 20	0,0674 <u>+</u> 0,0074
64.108	1559,9	277 <u>+</u> 16	0,1031 <u>+</u> 0,0059
65.205	1533,6	360 <u>+</u> 20	0,1340 <u>+</u> 0,0074
66.058	1513,8	402 <u>+</u> 13	0,1496 <u>+</u> 0,0048
66.718	1498,8	452 <u>+</u> 20	0,1682 <u>+</u> 0,0074
66.780	1497,5	420 <u>+</u> 12	0,1563 <u>+</u> 0,0063
67.023	1492,0	438 <u>+</u> 20	0,1630 <u>+</u> 0,0074
67.322	1485,4	432 <u>+</u> 20	0,1608 <u>+</u> 0,0074
68.064	1469,2	469 <u>+</u> 11	0,1745 <u>+</u> 0,0041
68.691	1455,8	477 <u>+</u> 20	0,1775 <u>+</u> 0,0074
69.484	1439,2	486 <u>+</u> 9	0,1809 <u>+</u> 0,0033
71.112	1406,2	407 <u>+</u> 16	0,1738 <u>+</u> 0,0059
72.750	1374,6	273 <u>+</u> 23	0,1016 <u>+</u> 0,0086

TABLEAU VIII : Données de Ditchburn et Heddle

.

d'absorption. Leurs valeurs raffinées par Watanabe et Marmo⁽⁴⁸⁾ (Tableau IX) sont confirmées actuellement par Metzger et Cook⁽⁴⁹⁾ (Tableau X) et par Huffman et coll.⁽⁵⁰⁾ (Tableau XI) et font apparaître avec certitude que les premières mesures de l'absorption de l'oxygène dans la région de Schumann, avaient conduit à une surévaluation^(45,47) de σ_{0} .

Ceci justifie le choix des valeurs moyennes adoptées à la figure 4 et énumérées au chapitre V (Tableau XX). De 73.000 à 60.000 cm^{-1} peu d'incertitude apparaît. Surtout grâce à la répétition des mesures de Watanabe et coll.⁽²⁰⁾ par Hudson, Carter et Stein⁽⁵¹⁾ du côté des grandes longueurs d'onde du continuum de Schumann à partir de 1591 Å.

D. Absorption de 41.260 cm⁻¹ à 57.000 cm⁻¹ par le continuum de Herzberg et les bandes de Schumann-Runge.

Cette région spectrale a fait l'objet de nombreuses mesures en raison de son accessibilité assez aisée aux techniques les plus primitives. Les premiers résultats que nous considérons ont été obtenus par Kreusler⁽⁵²⁾ en 1901 qui a mesuré le coefficient d'absorption de l'air et de l'oxygène secs en utilisant des étincelles comme sources

- (48) K. WATANABE et F.F. MARMO, J.Chem. Phys., 25, 967 (1956).
- (49) P.H. METZGER et G.R. COOK, J.Quant.Spectrosc.Rad.Transf., <u>4</u>, 107 (1964).
- (50) R.E. HUFFMAN, Y. TANAKA et J.C. LARABEE, Disc.Farad.Soc., 37 (1964).
- (51) R.D. HUDSON, V.L. CARTER et J.A. STEIN, J.Geophys.Res., <u>71</u>, 2295 (1966).

(52) H. KREUSLER, Ann. Phys., <u>6</u>, 412 (1901).

λ(Å)	$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	$\sigma(cm^2)$
1407,4	71.053	$1,451 \times 10^{-17}$
1408,6	70.992	1,444
1410,5	70.896	1,466
1412,9	70.776	1,459
1414,8	70.681	1,455
1416,3	70.606	1,455
1420,2	70.412	1,463
1423,0	70.274	1,463
1427,7	70.042	0,466
1430,0	69.930	1,466
1432,9	69.788	1,466
1436,2	69.628	1,463
1437,8	69,550	1,466
1440,9	69,401	1,463
1443,5	69.276	1,448
1446,0	69.156	1,436
1450,3	68.951	1,433
1452,1	68.865	1,425

TABLEAU IX : Données de Watanabe et Marmo (1956)⁽⁴⁸⁾

TABLEAU X : Données de Metzger et Cook ⁽⁴⁹⁾

$\frac{1}{\lambda}$ cm ⁻¹	λ (Å)	ln I _o /I(cm ⁻¹)	σ(Å ²)
76.923	1300	10,0	0,00372
76.336	13 10	11,9	0,00543
75.758	1320	18,6	0,00692
75.188	1330	50,1	0,0186
74.906	1335	53,9	0,0201
74.627	1340	52,5	0,0195
74.074	1350	168	0,0625
73.52 9	1360	195	0,0726
72.992	1370	294	0,109
72.463	1380	346	0,129
71.942	1390	372	0,138
71.428	1400	390	0,145
70.921	1410	400	0,149
70:422	1420	404	0,150
69.930	1430	403	0,150
69.444	1440	3 99	0,148
68.965	1450	390	0,145
68.493	1460	380	0,141
68.027	1470	365	0,136
67.567	1480	350	0,130
67.114	1490	332	0,124
66.666	1500	315	0,117
66.225	1510	296	0,110
65.789	1520	280	0,104
65.359	1530	260	0 ,097 .

$\frac{1}{\lambda}$ cm ⁻¹	λ (Å)	$\ln I_0/I (cm^{-1})$	σ(Å ²)
64.935	1540	241	0,090
64.516	1550	222	0,0826
64.102	1560	204	0 , 0 7 59
63.694	1570	186	0,0692
63.291	1580	170	0,0633
62.893	1590	150	0,0558
62.500	1600	133	0,0495
62.111	16 10	116	0,0432
61.728	1620	102	0,0380
61.34 9	1630	. 85	0,0316
60 .97 5	1640	72	0,0288
60.606	1650	59	0220, 0

TABLEAU V (suite) : Données de Metzger et Cook⁽⁴⁹⁾

$\frac{1}{\lambda}$ (cm ⁻¹)	λ (Å)	σ(cm ²)	$\frac{1}{2}$ (cm ⁻¹)	λ (Å)	$\sigma(cm^2)$
72.642	1.376,6	1,373x10 ⁻¹⁷	69.725	1.434,2	1,481x10 ⁻¹⁷
72 . 4 9 0	1.379,5	1,396	69.657	1.435,6	1,485
71.772	1.393,3	1,463	69.603	1.436,7	1,477
71.658	1.395,5	1,470	69.579	1.437,2	1,481
71.597	1.396,7	1,470	69.536	1.438,1	1,466
71.520	1.398,2	1,463	69.438	1.440,1	1,474
71.362	1.401,3	1,489	69.319	1.442,6	1,466
71.336	1.401,8	1,492	69.194	1.445,2	1,474
71.098	5, 1.406	1,477	61.644	1.622,2	3,35x10 ⁻¹⁸
70.946	1.409,5	1,496	61.629	1.622,6	3,31
70.821	1.412,0	1,511	61.546	1.624,8	3,16
70.086	1.426,8	1,492	61.443	1.627,5	. 60, 2
69.974	1.429,1	1,489	61.244	1.632,8	2,83
69.920	1.430,2	1,48 9	61.229	1.633,2	2,79
69.842	1.431,8	1,481	61.188	1.634,3	2,75
69.827	1.432,1	1,492	61.143	1.635,5	2,68
69.769	1.433,3	1,489	61.050	1.638,0	2,60
			60.997	1.639,4	2,53

TABLEAU XI : Données de Huffman, Tanaka et Larrabee⁽⁵⁰⁾

lumineuses. Les résultats expérimentaux obtenus sont reproduits au Tableau XII ainsi que les valeurs de sections efficaces, σ , que l'on en déduit.

Buisson, Jausserand et Rouard⁽⁵³⁾ ont mesuré la transparence de l'atmosphère de 5.780 Å à 1.855 Å en utilisant également des sources de raies. Nous supposons pour les réinterpréter que leurs résultats ont été ramenés aux conditions normales. En utilisant les coefficients de diffusion de l'air calculés par Penndorf⁽⁵⁴⁾ à partir de l'étude de Edlén⁽⁵⁵⁾ sur la dispersion de l'air, les sections efficaces d'absorption de l'ozone de Inn et Tanaka⁽²¹⁾, et une teneur en ozone égale à 2,2 x 10⁻³ cm par km, nous avons déduit les coefficients d'absorption de 0₂ repris au tableau II.

Buisson et coll. n'ont tenu aucun compte de l'humidité de l'air pour interpréter leurs résultats. Ceci peut faire paraître les sections efficaces $\sigma(0_2)$ du tableau XIII trop élevées surtout aux longueurs d'onde les plus courtes.

Granath⁽⁵⁶⁾ a également mesuré l'absorption de 0_2 en utilisant une source de raies (Tableau XIV).

A. Vassy⁽²⁸⁾ a repris dans le cas de l'oxygène le travail de Buisson et coll. en utilisant une lampe à hydrogène comme source de lumière continue. Les valeurs ainsi obtenues et corrigées pour la

(53) H. BUISSON, C. JAUSSERAN et P. ROUARD, Rev. Optique, 12, 70 (1953).

(54) R. PENNDORF, A.F.C.R.C. (April 1955).

(55) B.E. EDLEN, J. Opt. Soc. Amer., <u>43</u>, 339 (1953).

(56) L.P. GRANATH, Phys. Rev., 34, 1045 (1929).

TABLEAU XII : Données de Kreusler⁽⁵²⁾

(1) Air atmosphérique : pression : 747 mm Hg ; température : 14°C. $\lambda(\text{Å})$ Absorption °/. σ^{*}_{0} (cm²) 1.860 8,8 8,58 x 10⁻²²

(2) Oxygène :

pression : 759 mm Hg ; température : 18.5°C

1.860	32,5	$7,64 \times 10^{-22}$
1.930	6,2	$1,24 \times 10^{-22}$
2.000	œ	

σ obtenu en faisant l'hypothèse que seul 0₂ absorbe dans l'air
 à 1.860 Å et que sa concentration moléculaire est de 20,9 °/₀.
 On réduit à 21,7 °/₀ en comparant les absorptions reprises en (1) et en^s (2) pour I.860 Å.

λ(Å)	ln(I ₀ /I)	σ(diffusion) 2	σ(diff)x	°°°2°°°2+	σ ₀₃ (cm ²)	$\sigma_{0_2}(cm^2)$
	(1 km)	(cm ⁻)	n(total)	σ ₀ 3 ⁿ 03		-
2.482	1,48	1,30x10 ⁻²⁵	0,35	1,13	1,08x10 ⁻¹⁷	8,72x10 ⁻²⁵
2.400	2,30	1,51	0,41	1,90	0,81	2,53x10 ⁻²⁴
2.313	3,16	1,77	. 0,48	2,68	0,49	4 ,25
2.265	4,08	1,95	0,53	3,55	0,33	5,96
2.195	5,42	2,28	0,61	4,81	0,16	8,40
2.144	6,24	2,53	0,68	5,56	0,090	80, 9
2.139	7,38	2,59	0,70	6,68	0,086	$1,18 \times 10^{-23}$
2.100	9,45	2,81	0,76	69 , 8	0,051	1,54
2.063	7,84	3,05	0,82	7,02	-	1,25
2.026	10,0	3,64	0,98	9,00	-	1,60
1.990	11,8	4,30	1,16	10,6	-	1,8 9
1.935	39.,2	æ ,	-	3 9 , 2	-	6,97
1.863	576	-	-	576	•	1,02x10 ⁻²¹
1.858	853	-		853	. .	1,52
1.855	1.025	-	-	1.025	-	1,82

TABLEAU XIII : Données de Buisson, Jausserand et Rouard ⁽⁵³⁾

	•
λ(Å)	$\sigma(0_2) (cm^2)$
1.897	 $1,38 \times 10^{-22}$
1.915	$6,69 \times 10^{-23}$
1.919	6,00
1.923	7,20
1.929	$1,82 \times 10^{-22}$
1.932	1,11
1.939	$7,20 \times 10^{-23}$
1.945	5,83
1.950	$1,76 \times 10^{-22}$
1.952	$6,51 \times 10^{-23}$
1.959	6,51
1.960	$1,71 \times 10^{-22}$
1.965	$6,09 \times 10^{-23}$
1.983	4,37
1.988	4,80
2.001	2,40
2.012	4,54
2.02 9	4,46
2.042	1,80
2.064	2,31
2.071	1,97
2.081	1,63
2.093	1,88
2.100	1,80

TABLEAU XIV : Données de Granath (56)

diffusion Rayleigh en utilisant les valeurs de section efficace de Penndorf⁽⁵⁴⁾, sont reprises au tableau XV.

Dans le domaine de longueur d'onde du continuum de Herzberg et des premières bandes de Schumann-Runge, Ditchburn et Young⁽⁵⁷⁾ ont plus récemment effectué des mesures comparables à celles dont il a été question jusqu'ici. Ils ont en plus déterminé l'influence de la pression sur la section efficace d'absorption. Nous avons repris dans le tableau XVI leurs valeurs pour une pression nulle puisqu'un effet de pression tel que celui qu'ils ont indiqué est négligeable dans des études de photochimie atmosphérique à des altitudes supérieures à 15 km.

Watanabe et coll.^(20,37) ont mesuré l'absorption de l'oxygène depuis l'ultraviolet lointain jusqu'à 1950 Å environ en utilisant comme source lumineuse un monochromateur muni d'une lampe à hydrogène. Leurs mesures d'absorption dans les bandes de Schumann-Runge ont montré un effet de pression apparent qu'ils ont attribué à la faible résolution de leur instrument (~ 1 Å) quoiqu'un réel effet de pression ne soit pas exclu. Les sections efficaces observées variaient d'un facteur 4 ou 5 lorsque la pression changeait d'un facteur 70. Ce phénomène n'a permis à Watanabe et coll.^(20,37) de ne donner que des valeurs plutôt indicatives de $\sigma(O_2)$ dans ce domaine spectral où le véritable intérêt de leur travail réside dans la découverte de la bande 20-0 qui établit la vraie valeur de la limite de dissociation de O_2 ${}^{3}\Sigma_{_{11}}$ déterminée par Brix et Herzberg⁽⁵⁸⁾. La courbe lisse par

(57) R.W. DITCHBURN et P.A. YOUNG, J. Atmos. and Terres. Phys., <u>24</u>, 127 (1962).

(58) P. BRIX et G. HERZBERG, Can. J. Phys., <u>32</u>, 110 (1954).

2				
λ(Å)	ln I / I (1km)	σ(0 ₃) n(0 ₃)	σ(0 ₂) n(0 ₂)	$\sigma(0_2) (cm^2)$
1898	67	- - -	67	$1,19 \times 10^{-22}$
1922 [·]	51	•	51	$9,07 \times 10^{-23}$
1 9 24	184	- • .	184	$3,27 \times 10^{-22}$
1939	22	-	22	$3,91 \times 10^{-23}$
1940	55	-	55	9,78
1946	22	-	22	3,91
1947	115	-	115	$2,04 \times 10^{-22}$
1959	6 ,9	-	6,9	$1,23 \times 10^{-23}$
1961	22		22	3,91
1970	.11,5	-	11,5	2,05
1972	32	•	32	5,69
1981	69	•	69	$1,23 \times 10^{-22}$
1983	21	-	21	$3,74 \times 10^{-23}$
1997	5',7	-	5,7	1,01
1 99 8	13,8	-	13,8	2,45
2015	2ر 6	-	6,2	1,10
2017	6,9	-	6,9	1,23
2023	6,4	-	4, 6	1,14
2026	8,1	-	8,1	1,44
2037	6,2	0,02	6,2	1,10
2277	2,56	0,248	2,31	$4,11 \times 10^{-24}$
2287	2,51	0,269	2,24	3,99
22 9 6	2,56	0,293	2,27	4,04
2306	2,49	0,312	2,18	3,88
2316	2,37	0,338	2,03	3,61
2327	2,35	0,364	1,99	3,54

TABLEAU XV : Données de A. Vassy (28) $n(0_3) = 24 \ \mu/km = 6.5 \ x \ 10^{16} \ molécules ; n(0_2) = 5.62 \ x \ 10^{23} \ molécules$

TABLEAU XV (suite) : Données de A. Vassy (28)

λ (Å)	ln I ₀ /I (1km)	σ(0 ₃) n(0 ₃)	σ(0 ₂) n(0 ₂)	$\sigma(0_2) (cm^2)$
2338	2,18	0,392	1,79	$3,19 \times 10^{-24}$
2348	2,03	0,416	1,61	2,87
2359	1,82	0,439	1,38	46, 2
236 9	1,75	0,463	1,29	2,30
2380	1,63	0,488	1,15	2,05
2392	1,70	0,510	1,19	2,12
2,400	1,47	0,534	0,94	1,67

 $n(0_3) = 24 \ \mu/km = 6.5 \ x \ 10^{16} \ molécules ; n(0_2) = 5.62 \ x \ 10^{23} \ molécules$

	· · · ·	·
λ(Å)		$\sigma(cm^2)$
1850		$(3,0 \pm 0,60) \times 10^{-23}$
1900		(2,3 <u>+</u> 0,46)
1950		(1,65 <u>+</u> 0,33)
2000	• •	(1,26 <u>+</u> 0,25)
2000		(1,23 <u>+</u> 0,10)
2050	· · · · · · ·	$(1,09 \pm 0,10)$
2 100	•	$(9,3 \pm 1,0) \times 10^{-24}$
2150		(8,1 <u>+</u> 1,0)
2200		$(6, 1 \pm 1, 0)$
2250	·	(3,7 <u>+</u> 1,0)
2300		(3,0 <u>+</u> 1,0)
2350		$(2,0 \pm 1,0)$
2400		(0,8 <u>+</u> 1,0)
1	,	

TABLEAU XVI : Données de Ditchburn et Young⁽⁵⁷⁾

laquelle Watanabe et coll.^(20,37) ont représenté le coefficient d'absorption dans les bandes, concorde assez bien avec les valeurs moyennes reprises au tableau XVII que nous avons déduites des coefficients intégrés par bande, obtenus par Bethke⁽⁵⁹⁾ en diluant l'oxygène à des pressions plus petites qu'une atmosphère dans de l'argon à haute pression (jusque 140 atmosphères).

Enfin deux mesures importantes ont encore été effectuées dans les bandes 12-0 et 13-0 à haute résolution ($\simeq 300.000$) et à basse pression (0,6 mm HgC) par Wilkinson et Mulliken ⁽⁶⁰⁾ qui ont conclu à la présence d'un continuum sous-jacent. Ils ont obtenu à 1781 Å et à 1796 Å des sections efficaces respectivement égales à 1,64x10⁻²⁰ cm² et 1,04x10⁻²⁰ cm² qu'ils attribuent à ce continu observable entre les raies de rotation. Ils considèrent eux-mêmes leurs résultats comme imprécis.

Les résultats qui viennent d'être décrits sont représentés graphiquement à la figure 5 qui fait apparaître leur dispersion très importante, surtout aux longueurs d'onde plus courtes que 2000 Å.

Au-dessus de cette limite, l'absorption dans le continuum de Herzberg semble assez bien définie par les résultats de Buisson et coll.⁽⁵³⁾, de Ditchburn et Young⁽⁵⁷⁾ et de Vassy⁽²⁸⁾ auxquels s'ajoutent les mesures récentes de Shardanand⁽⁶¹⁾.

Dans les bandes de Schumann-Runge la diversité des valeurs

- (59) G.W. BETHKE, J. Chem. Phys., <u>31</u>, 669 (1959).
- (60) P.G. WILKINSON et R.S. MULLIKEN, Ap. J., <u>125</u>, 594 (1957).
 - (61) SHARDANAND, Phys. Rev., 000 (1970).

Bande	$\Delta v \ (cm^{-1})$	K (cm ⁻² atmos ⁻¹)	ln I /I (cm ⁻¹)	$\overline{\sigma}$ (cm ²)
2,0	700	0,54	0,000771	$2,87 \times 10^{-23}$
3,0	647	1,77	0,00274	$1,02 \times 10^{-22}$
4,0	580	6,51	0,0112	4,17
5,0	607	17,3	0,0285	$1,06 \times 10^{-21}$
6,0	537	41,2	0,0767	2,85
7,0	537	84,7	0,158	5,88
8,0	506	160,6	0,317	$1,18 \times 10^{-20}$
9,0	453	255	0,563	2,10
10,0	436	371	0,851	3,17
11,0	413	514	1,24	4,61
12,0	331	670	2,02	7,52
13,0	306	753	2,46	9,15
14,0	219	771	3,52	$1,31 \times 10^{-19}$
15,0	. 229	777	3,39	1,26
16,0	16 7	752	4,50	1,67
17,0	120	. 699	5,83	2,17
reste	257	1594	6,20	2,31

TABLEAU XVII : Coefficients d'absorption moyen (σ) des bandes de Schumann-Runge de 0_2 par Bethke⁽⁵⁹⁾





fait penser que les résultats décrits jusqu'ici ne représentent qu'imparfaitement la réalité et que des informations supplémentaires sont requises pour les applications aéronomiques. La structure de rotation étudiée par Curry et Herzberg⁽⁶²⁾, Knauss et Ballard⁽⁶³⁾ et par Brix et Herzberg⁽⁵⁸⁾ correspond à la transition ${}^{3}\Sigma_{g}^{-} \rightarrow {}^{3}\Sigma_{u}^{-}$ de la molécule d'oxygène.

En 1933, Flory⁽⁶⁴⁾ suggéra une prédissociation des bandes après l'observation par Smith et Kistiakowski⁽⁶⁵⁾ de la formation d'ozone due à l'irradiation d'oxygène par l'émission de la raie persistante du mercure à 1850 Å. D'autre part, les bandes de Schumann-Runge ne sont pas observées en émission à des valeurs de v' > 3. Wilkinson et Mulliken⁽⁶⁰⁾ ont observé que la largeur des raies de rotation est plus grande que ce à quoi on s'attend normalement et ont également conclu à la prédissociation.

Heddle⁽⁶⁶⁾ est arrivé à la même conclusion en évaluant les largeurs de raies à partir des sections efficaces d'absorption intégrées dues à Bethke⁽⁵⁹⁾ et à Ditchburn et Heddle⁽⁶⁷⁾.

Cet aspect présente un intérêt double en aéronomie car il affecte la production d'oxygène atomique dans l'atmosphère par photodissociation de l'oxygène due au rayonnement solaire et la pénétration

(62) J. CURRY et G. HERZBERG, Ann. Phys. 5 Folge, 19, 800 (1933).

(63) H.P. KNAUSS et S.S. BALLARD, Phys. Rev., <u>48</u>, 796 (1935).

(64) P.J. FLORY, J. Chem. Phys., 4, 23 (1936).

(65) SMITH et KISTIAKOWSKI, J.A.C.S., 57, 835 (1935).

(66) D.W.O. HEDDLE, J. Chem. Phys., <u>32</u>, 1889 (1960).

(67) R.W. DITCHBURN et D.W.O. HEDDLE, Proc. Roy. Soc., 226 A, 509 (1954).

de celui-ci dans l'atmosphère. Si les résultats de Bethke permettent de définir le coefficient de dissociation à condition que le phénomène de prédissociation existe, des informations supplémentaires sont requises pour permettre de définir la pénétration atmosphérique du rayonnement de 57.000 cm⁻¹ à 50.000 cm⁻¹. Nous nous sommes donc abstenus de donner au chapitre V (Tableau XX) des valeurs moyennes de section efficace d'absorption par intervalle de longueur d'onde de 50.000 à 57.000 cm⁻¹. Il sera possible de remédier à cette lacune en utilisant les résultats décrits au quatrième chapitre de ce travail.

IV. DETERMINATION DE LA PENETRATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE DANS

LES BANDES DE SCHUMANN-RUNGE

La multiplicité des données souvent discordantes concernant l'absorption dans les bandes de Schumann-Runge nous a incité a effectuer des mesures qui permettraient de lever le doute dans ce domaine. L'emploi d'instrument à haute résolution spectrale ne paraissait pas susceptible d'apporter une solution au problème étant donné le peu de succès obtenu par Wilkinson et Mulliken par exemple, en utilisant cette méthode.

Les premiers travaux^(52,53,56) n'avaient pu être interprétés que qualitativement par suite du manque de connaissance de la structure du spectre. Celle-ci ayant été déterminée^(58,62,63), l'analyse de l'absorption d'un spectre de raies pourrait fournir des informations utiles.

Le Silicium, présentant un grand nombre de raies entre 1700 Å et 2000 Å, représentait l'élément adéquat pour effectuer ce travail pourvu que son spectre puisse être excité à basse température, dans une lampe à décharge de microondes par exemple, afin que les raies soient aussi fines que possible.

Nous venions de mettre au point une telle source, lorsque les longueurs d'onde des raies émises furent publiées avec grande précision⁽⁶⁸⁾. Un monochromateur à réseau de 1200 traits au millimètre, de 50 cm de distance focale, devait permettre d'isoler les raies. L'absorption lumineuse était mesurée à travers un tube de 2

(68) V. KAUFMAN, L.J. RADZIEMSKI et K.L. ANDREW, J. Opt. Soc. Amer., 56, 911 (1966).

ou de 4 mètres de longueur en fonction de la pression de l'oxygène qui y était introduit.

On remarqua une dépendance de la section efficace d'absorption en fonction de l'écart entre les longueurs d'onde des raies d'émission et d'absorption. Cet effet put être interprété en fonction du profil des raies de rotation dans les bandes⁽⁶⁹⁾.

Il apparut alors que les mesures spectroscopiques de Knauss et Ballard⁽⁶³⁾ étaient affectées d'une dispersion importante limitant notre interprétation. De nouveaux spectres obtenus à grande résolution en utilisant le spectrographe de 3 mètres à la Division de Physique du Conseil National des Recherches du Canada à Ottawa, ont permis d'améliorer la précision des constantes moléculaires concernant les bandes 0-0 à 11-0⁽⁷⁰⁾. Les valeurs sont données au Tableau XVIII. Les largeurs de raies ont également pu être évaluées au moyen des spectres et leur dépendance du nombre quantique de vibration de l'état ${}^{3}\Sigma_{-}^{-}$ est représentée à la figure 6.

La valeur de 1,4 cm⁻¹ trouvée antérieurement⁽⁶⁹⁾ pour la demi-largeur de raie ayant un profil de Lorentz⁽⁷¹⁾ par prédissociation correspond à la moyenne des valeurs mesurées.

Il s'agit donc, pour déterminer la pénétration du rayonnement solaire dans les bandes de Schumann-Runge, de calculer par pas suffisamment étroit ($\simeq 1 \text{ cm}^{-1}$) la contribution à la section efficace d'absorption

(69) M. ACKERMAN, F. BIAUME et M. NICOLET, Can. J. Chem., <u>47</u>, 1834 (1969).
(70) M. ACKERMAN et F. BIAUME, J. Mol. Spectry, OOO (1970).
(71) O.K. RICE, Phys. Rev., <u>35</u>, 1551 (1930).

v'	v _o (cm ⁻¹)	$\Delta G'(v' + \frac{1}{2})(cm^{-1})$	B _v , (cm ⁻¹)	D _v , (10 ⁻⁶ cm ⁻¹)
0	49358.15	687.53	0.8127	5.06
1	50045.68	665,15	0.8001	6.61
2	50710.83	641 .43	0.7852	5.10
3	51352.26	617.55	0.7699	4.54
4	51969.81	591.58	0.7537	3.56
5	52561.39	561.40	0.7372	5.71
- 6	53122.79	533.48	0.7194	5.71
7	53656.27	500.01	0.6997	6,96
8	54156.28	465.89	0.6771	6.71
9	54622.17	428.73	0.6538	7.21
10	55050.90	388.00	0.6270	9.75
11	55438.90	345.67	0.5980	9.31
12	55784.57	300.90	0.5640	14.16
13	56085.47	254.96	0.5269	23.91
14	56340.47	210.07	0.4836	21.2
15	56550.54	168.96	0.4399	25.7
16	56719.50	132.91	0.3953	34.3
17	56852.41	102.13	0.347	45
18	56954.54	75.64	0.296	152
19	57030.18	52.65	0.258	49
20	57082.83	31.94	0.207	76
21	57114.77		0.159	105

TABLEAU XVIII : Origines, quanta de vibration et constantesmoléculaires des bandes de Schumann-Runge



Fig. 6.- Les barres verticales indiquent les valeurs de la demi largeur des raies dans les bandes de Schumann-Runge en fonction des niveaux de vibration de l'état $3 \sum_{u}^{-1}$. La courbe représente les valeurs de Murrel et Taylor, normalisées à v' = 4.

57

des raies de rotation voisines. La préparation de ce travail⁽⁷²⁾ a montré que l'intégration sur un intervalle de 75 cm⁻¹ de part et d'autre de la longueur d'onde considérée est suffisante. La distribution d'intensité des raies est déduite de la température à laquelle le gaz doit être considéré. Il en est de même pour la contribution des niveaux de vibration de l'état électronique fondamental supérieurgau niveau 0. La section efficace d'absorption intégrée par bande donnée au tableau XVII⁽⁵⁹⁾ permet de définir les valeurs absolues de la section efficace d'absorption.

Cette méthode est la plus valable actuellement puisque les facteurs de Frank-Condon pour la transition envisagée sont connus avec une précision insuffisante. D'autre part, un désaccord important existe entre les valeurs de force d'oscillateur obtenues par les méthodes optiques⁽³⁷⁾ et par impact électronique⁽⁷³⁾.

(72) M. ACKERMAN, F. BIAUME et G. KOCKARTS, à paraître.
(73) E.N. LASSETRE, Can. J. Chem., <u>47</u>, 1733 (1969).

58.-

V. MESURE PAR BALLON DE L'INTENSITE DU RAYONNEMENT SOLAIRE VOISIN

DE 2000 Å

<u>(</u>†

Le développement des ballons stratosphériques à plafond constant et des techniques spatiales nous ont permis de mener à bien à 40 kilomètres d'altitude et 2000 Å, une série d'expériences semblables à celles réalisées à 3000 Å au niveau du sol par Fabry et Buisson⁽⁷⁴⁾ cinquante ans plus tôt. C'est donc en appliquant une méthode éprouvée que nous avons mesuré l'intensité du spectre solaire dans le domaine de la fenêtre optique de 2000 Å en fonction de la distance zénithale dans le but d'obtenir des informations sur le soleil et sur l'absorption atmosphérique dans la stratosphère. Une partie de ce travail est décrite par D. Frimout⁽⁷⁵⁾. Nous nous bornerons à exposer ici certains aspects de l'emploi des ballons stratosphériques qui n'ont fait l'objet que de rares descriptions et que nous pensons opportun de répéter partiellement⁽⁷⁶⁾. Ensuite, nous décrirons brièvement l'instrumentation employée et les principaux résultats.

- (74) Ch. FABRY et H. BUISSON, J. Phys. et radium, <u>II S VI</u>, 197 (1921).
 (75) D. FRIMOUT, Thèse de doctorat, Gand (1970).
- (76,a) A. GAIDE, Mesure de l'ultraviolet stellaire à partir de ballons stratosphériques, Observatoire de Genève (1967).

(76,b) R. REGIPA, Sc. Ind. Spat., <u>1</u>, 33 (1965).

V.1. LES BALLONS STRATOSPHERIQUES

A. Description

L'avènement des matières plastiques (polyéthylène, dacron, mylard) a rendu possible la réalisation de ballons, à la fois légers et robustes, de capacité très élevée, pouvant atteindre jusqu'à 1.000.000 de mètres cube (Raven, USA).

Gonflés à l'hydrogène comme en France, ou obligatoirement à l'hélium comme aux Etats-Unis, ces ballons disposent d'une force ascensionnelle importante. Elle leur permet d'emporter une charge de quelques tonnes à 25 km (Stratoscope II de Schwarzchild) ou de quelques dizaines de kg aux environs de 50 km d'altitude.

A ces divers niveaux, la transparence de l'atmosphère ne présente plus le même profil spectral qu'au sol. Elle laisse apparaître de nouvelles "fenêtres", d'abord dans l'infra-rouge, puis dans l'ultraviolet. Suivant l'altitude atteinte, il est donc possible d'effectuer de nombreuses observations qui dans certains cas ne sont même pas réalisables par fusées ou par satellites.

Les ballons stratosphériques se caractérisent par une capacité élevée et un poids propre aussi faible que possible. Ce gain de poids, destiné à accroître leur force ascensionnelle utile, nécessite l'emploi d'enveloppes très minces, qui sont utilisées à leur limite de résistance. Le choix de leur épaisseur, (quelques dizaines de microns), dépend du poids de la charge à enlever et entraîne une relation complexe entre l'altitude de plafonnement et le poids de l'équipement emporté (charge utile).

Contrairement à celles des ballons météorologiques, les enveloppes des ballons stratosphériques présentent un domaine de déformations élastiques négligeable par rapport aux dimensions impliquées. Le gaz de gonflage n'occupe au sol qu'une faible partie du volume disponible. Son expansion durant l'ascension va de pair avec la diminution de la pression extérieure et il ne remplit complètement le ballon qu'en arrivant au plafond.

La forme de ces ballons est généralement sphérique. Elle correspond à volume égal, au minimum de matière et par conséquent à l'enveloppe la plus légère. Leur confection est cependant complexe car elle implique le découpage et l'assemblage de quelques 50 à 100 fuseaux.

Une autre forme, la forme tétraédrique, obtenue en pinçant un cylindre selon deux plans normaux est également utilisée. Elle présente l'inconvénient d'exiger plus de matière mais sa confection est par contre beaucoup plus aisée et de ce fait moins coûteuse. C'est au moyen de ce type de ballon que nos expériences ont été réalisées au Centre de lancement de ballons du Centre National d'Etudes Spatiales à Aire sur l'Adour (Landes).

Les sollicitations de l'enveloppe sont importantes pendant le gonflage, durant la traversée des couches froides de l'atmosphère et lors de la vidange de l'excédent de gaz en arrivant au plafond. De ces trois phases, la seconde est la plus critique. En effet, pendant la première partie de son ascension et lors de la traversée des couches froides (Tropopause) le ballon se compose d'une bulle contenant le gaz et d'une longue traîne constituée par le reste de l'enveloppe. Elle entraîne un état de tensiondéfavorable dans la calotte, surchargée du poids de la traîne, et implique une phase de

déploiement exigeant une grande souplesse de l'enveloppe. Ces états de tension et ce déploiement sont notablement affectés par les basses températures, généralement inférieures à - 50°C, de la Tropopause. Les matières plastiques constituant l'enveloppe subissent une dépréciation notable de leurs qualités mécaniques. Elles deviennent cassantes, donc plus délicates au déploiement et perdent considérablement leurs facultés d'élongation qui a pour effet de mieux répartir les tensions.

Les matériaux les plus couramment utilisés dans la confection de ces enveloppes sont des films de polyéthylène d'épaisseur variant entre 12 et 40 microns suivant la charge à emporter. Ils sont faciles à souder à chaud mais leurs qualités mécaniques se déprécient d'un facteur 5, environ, quand la température passe de + 20 à - 60°C. Des dérivés spéciaux du polyéthylène, résistant mieux aux basses températures, font maintenant leur apparition. Le "Stratofilm" (Winzen) supportant une tropopause de - 78°C et le "Surlyn A" (Du Pont) en sont des exemples. Le "Mylard" renforcé d'un canevas en "Dacron" constitue, quant à lui, un matériau plus robuste mais sa soudure plus difficile, doit être faite aux ultra-sons ou au moyen de bandes adhésives spéciales.

Les altitudes atteintes dépendent du poids emporté et du volume de l'enveloppe. La charge utile constitue souvent une fraction minime du poids total qui comprend le poids de l'enveloppe, du gaz qu'elle contient, des accessoires de poursuite telles que les balises de repérage et des accessoires de récupération tels que le parachute et les filins par exemple.

Un ballon tétraédrique en film de polyéthylène de 25 microns d'épaisseur et d'un volume de 85.000 m^3 , obéissant au principe d'Archimède, est capable d'emporter une charge d'instruments scientifiques de 180 kg à 35 km d'altitude. Le même ballon avec 70 kg de

charge utile atteindra 38 kilomètres. Un ballon américain de 1.000.000 de m³ a pu atteindre l'altitude record de 50 km avec quelque dizaines de kilo**g**s de charge utile.

B. Opération

On peut distinguer quatre phases principales dans le déroulement d'une "opération ballon" : le lancement, l'ascension, le stàtionnement au plafond et la récupération. Les trois premières se suivent naturellement tandis que la dernière est déclenchée par vidange ou par séparation de la nacelle qu'un parachute ramène au sol. Dans ce dernier cas, le ballon n'est pas récupéré. L'équipement annexe, permettant de suivre la dérive géographique du ballon durant le vol et de localiser le point de chute de la nacelle, comporte en général des réflecteurs radar et une balise radio. Nous prendrons séparément chacune des phases principales. Elles entraînent certaines servitudes dont il faut tenir compte dans la réalisation de l'équipement embarqué.

1. Le lancement

A l'instant qui précède le lâcher proprement dit, la phase de gonflage du ballon est terminée. Le gaz n'occupe alors que de 1 à 2 pour cent de la capacité totale de l'enveloppe et se trouve contenu dans une "bulle" d'une dizaine de mètres de hauteur. Elle est amarée par un étranglement à une bascule permettant la mesure de sa force ascensionnelle. Le reste de l'enveloppe, formant une traîne d'une cinquantaine de mètres, est déposé au sol sur un tapis protecteur. Son extrémité est reliée au sommet du parachute qui reste déployé durant le vol,puis à la nacelle elle-même. Quant aux équipements annexes, réflecteurs radar et balises, ils sont placés entre le parachute et la

nacelle. Dès l'instant où la bulle est libérée de son amarre, elle s'élève entraînant d'abord la traîne, puis les équipements annexes et soulevant en dernier la nacelle. Le déplacement latéral du ballon, sous l'effet du vent au sol, même très faible, rend cette prise en charge délicate. Diverses méthodes sont employées : utilisant une plateforme mobile, une grue ou un ballon auxiliaire, elles visent toutes à ce que la prise en charge de la nacelle ait lieu au moment où la corde est verticale afin de réduire les risques de talonnage ou d'arrachage trop brutal. Aucune cependant, ne présente des avantages très supérieurs par rapport aux autres et elles comportent toutes un certain risque. Dans la première de ces méthodes, la nacelle est placée à bord d'un véhicule qui suit la dérive du ballon. Elle nécessite une grande maniabilité du véhicule et ne peut être réalisée que sur des pistes d'aérodromes. Dans la deuxième, la grue maintient la nacelle à une certaine hauteur du sol. Elle est placée dans l'axe de dérive présumé du ballon à une distance telle que la prise en charge se fasse près de sa verticale. La nacelle est alors libérée par mise à feu d'une attache explosive. La méthode du ballon auxiliaire, retenu par un treuil, se ramène en principe à la précédente. Elle permet cependant de réaliser une prise en charge progressive. En dévidant le treuil, le ballon auxiliaire imprime à la nacelle une vitesse ascensionnelle, tandis que le ballon principal prend progressivement sa relève. La séparation du ballon auxiliaire s'effectue également au moyen d'une attache explosive. La solution consistant à retenir captif le ballon principal, après larguage de la bulle de gonflage, ne peut être utilisée que très rarement. Elle nécessite l'absence presque totale de vent au sol, sinon la corde se penche et la nacelle risque d'être traînée au sol. Si le lancement se déroule normalement, le choc que subit la nacelle au moment où elle est enlevée n'est pas important. L'élongation de la corde principale d'environ 10 % a pour effet de l'atténuer et dès l'instant où la nacelle est soulevée,

l'excédent de force ascensionnelle du ballon n'est plus que de quelques dizaines de kilos. Relevons enfin que la phase de gonflage et le lancement constituent une opération d'environ une heure pendant laquelle les derniers contrôles de fonctionnement sont effectués sur la nacelle. L'heure du largage peut aussi être prévue à quelques minutes près, mais il est recommandable d'éviter toute attente après la fin du gonflage en raison des fluages auxquels sont soumis la bulle et son étranglement. La nacelle peut enfin être alimentée jusqu'au dernier moment par des batteries auxiliaires restant au sol.

2. L'ascension

L'ascension du ballon et de sa charge est assurée par un excédent de gaz qui porte la force ascensionnelle à une valeur supérieure d'environ 10 % à la charge totale enlevée. La vitesse d'ascension, généralement de l'ordre de 500 m à la minute, est très régulière et un plafond de 40.000 m par exemple, est atteint après environ deux heures. Durant cette phase, qui va du lâcher à l'arrivée au plafond, le ballon traverse des couches de l'atmosphère où les régimes de vents sont souvent très différents. En plus des basses températures, particulièrement prononcées dans la tropopause entre 12 et 18 km, les couches situées au-dessous de 10 km peuvent présenter un degré d'humidité non négligeable tandis que les couches supérieures à 20 km sont riches en ozone. Les effets du milieu ambiant dans lequel évolue la nacelle se manifestent par des perturbations aérodynamiques, divers effets thermiques ainsi que par des risques de givrage et d'oxydation.

Les perturbations aérodynamiques sont du caractère aléatoire et impriment à la nacelle des mouvements irréguliers en balancement et en rotation. Ils peuvent être provoqués par des tourbillons agissant sur la nacelle ou provenir indirectement des mouvements du ballon.

Dans les zones de transition entre deux régimes de vents, le ballon peut enfin être soumis à des mouvements différents de ceux de la nacelle située généralement 100 à 150 m plus bas. Les perturbations aérodynamiques ne jouent bien entendu de rôle que si la nacelle doit être déjà stabilisée pendant l'ascension. Les effets aérodynamiques se manifestent par contre de façon importante par les dérives géographiques qu'ils impriment au ballon. Elles dépendent bien sûr de la configuration de vents régnant lors du lancement, mais elles peuvent être estimées par le lancement d'un ballon sonde quelques heures avant le vol. Que ce soit pendant l'ascension ou pendant le plafonnement, la présence de ces dérives nécessite une poursuite radar. Les réflecteurs qui sont placés à cet effet entre le ballon et la nacelle sont cependant très légers et ne constituent pas une surcharge.

En plus de la dépréciation des qualités mécaniques de l'enveloppe, les effets thermiques se manifestent, dans un milieu ambiant de densité non négligeable, par des dissipations thermiques et des effets secondaires tels que le figeage des huiles et le durcissement des matières plastiques en général. Le profil des températures en fonction de l'altitude tombe très rapidement au-dessous de zéro pour atteindre un minimum de - 55 à - 70° dans la tropopause. Au-dessus il croît de nouveau. Les dissipations thermiques, par convection, affectent l'ensemble des composants électroniques et électro-mécaniques (transistors, accumulateurs, résistances, moteurs etc.). Elles nécessitent leur isolation thermique par des enceintes en polystyrène expansé et dans certains cas leur thermostatisation. Le calcul de ces enceintes, rendu difficile par la variation du pouvoir convectif de l'air avec l'altitude, fait appel à des essais en simulateur. L'expérience montre qu'une enceinte en polystyrène expansé de 5 cm d'épaisseur constitue déjà un bon isolant thermique. Au-dessus de 30 kilomètres, la température des instruments est de plus en plus

liée au bilan radiatif. Il s'agit alors de les protéger de la chaleur le jour et du froid la nuit.

La présence de vapeur d'eau, parfois en concentration saturante dans les basses couches de l'atmosphère, jointe aux basses températures, peut provoquer la formation d'une couche de givre sur les composants optiques notamment. Ce phénomène, couramment connu dans le domaine de la photographie aérienne intervient généralement jusqu'aux environs de 5000 m, mais il n'est pas exclu avant 10.000 m. Il provient de ce que la surface extérieure des composants optiques se refroidit rapidement par convection en raison de la mauvaise conductibilité thermique des verres et présente une surface propice à la formation de cristaux de glace. Ceci implique de prévoir dans certains cas des dispositifs de protection ou de dégivrage des pièces optiques.

3. Le plafond

Le ballon atteint l'altitude maximale, appelée également plafond, une fois que le gaz l'a entièrement déployé et occupe tout son volume. Le gaz excédentaire ayant servi à l'ascension est alors évacué. L'enveloppe est soumise pendant cette opération à une légère surpression qui s'estompe au terme du cycle : perte de charge par évacuation - ascension - diminution de la pression extérieure - surpression et nouvelle évacuation. Généralement la stabilisation en altitude et la vidange se déroulent en quelques minutes. Alors que durant l'ascension le ballon est soumis à des régimes de vents variables, il rencontre au plafond un régime à caractère stable. Les vitesses de courants de haute altitude varient lentement en une journée. Leurs directions sont stables sur de plus longues périodes, mais changent généralement de sens suivant les saisons. Pour la France par exemple, ces vents soufflent d'ouest en est de septembre à avril et dans le sens contraire de mai à août. Ils attei-

gnent des pointes de vitesse allant jusqu'à 250 km/h à 33.000 m. Les deux périodes intermédiaires (avril-mai et septembre) sont généralement très propices aux vols de longue durée (jusqu'à 10 heures et même parfois plus). Après un vol de 17 heures en mai 1968, une nacelle de l'I.A.S. a été récupérée à 80 kilomètres du point de lancement. Au plafond, le ballon est entraîné à une vitesse très proche de celle du courant qui le porte. Les mouvements très irréguliers de la nacelle observés au cours de l'ascension disparaissent rapidement. Ils font place généralement à des mouvements oscillatoires, d'origine aérodynamique, si le gradient de vitesse du vent en fonction de l'altitude n'est pas négligeable. En effet, comme le maître couple du ballon est prépondérant, la vitesse de la nacelle qui se trouve à une centaine de mètres plus bas, peut être sensiblement différente de celle du vent à ce niveau. L'écoulement relatif qui en résulte tend à ramener la nacelle dans la position où son maître couple est minimum. Il en résulte des perturbations d'autant plus importantes que la dissymétrie aérodynamique de la nacelle est prononcée. Ces perturbations se font essentiellement sentir en rotation. Quant à l'amplitude du mouvement pendulaire, elle est, dans le cas de nacelle de 100 à 200 kilos, inférieure au degré. Relevons enfin que la position géographique du ballon est connue à chaque instant grâce aux échos radars de ses réflecteurs. Ces relevés permettent de suivre sa dérive pendant tout le vol tant dans la phase d'ascension et de plafond que dans celle où la nacelle est ramenée au sol par parachute.

4. La récupération

La phase de récupération est déclenchée par sectionnement de la corde reliant la nacelle au ballon. Cette opération est exécutée par télécommande ou par minuterie.Le parachute assure le retour au sol de la nacelle à des vitesses n'excédant pas 5 m/sec. La phase de des-

cente dure environ une heure. La dérive géographique est souvent aussi importante que celle qui intervient pendant l'ascension. Elle est suivie par radar jusqu'à ce qu'un obstacle cache la nacelle, souvent bien avant qu'elle n'atteigne le sol. Cette perte de contact prématurée ne permet pas de localiser le point de chute avec grande précision. Ce repérage est effectué par avion au moyen d'un goniomètre qui localise la balise radio par recoupements. Le choc que subit la nacelle au moment où elle touche le sol est celui qu'elle subirait au terme d'une chute libre de 1,25 m environ. Il est impossible d'éviter que la nacelle soit traînée au sol par le parachute si le vent le maintient ouvert. Elle peut être endommagée et il est nécessaire en tout cas qu'elle soit revisée complètement avant d'être réutilisée.

V. 2. <u>DESCRIPTION DES NACELLES DE MESURE PAR L'I.A.S. DE L'ULTRA-</u> VIOLET SOLAIRE.

Les premières expériences furent effectuées en 1966. La nacelle en alliage léger de forme cubique d'un mètre de côté comportait un réservoir pressurisé à deux compartiments abritant un photomultiplicateur d'une part, et d'autre part, un système électrométrique et une alimentation haute tension. Une sonde à ozone, un manomètre, des batteries et convertisseurs de tension étaient disposés sur le côté inférieur du cube. La nacelle de 40 kg était reliée par l'intermédiaire de 4 câbles d'acier et d'un émerillon, à la corde d'attache du ballon. Un disque non réfléchissant la surplombait de telle façon que la lumière réfléchie par le ballon n'atteigne pas le système optique. Les informations étaient transmises au sol par six canaux de télémesure. Un second manomètre classique à deux membranes, fourni par le CNES faisait également partie de l'ensemble. La face supérieure de la nacelle était couverte d'une plaque non réfléchissante percée d'un trou central permet-
tant l'accès de la lumière. Les faces latérales étaient fermées au moyen de plaques de polystyrène expansé. La face inférieure comportait une plaque support du réservoir pressurisé maintenue par des haubans. Un coussin de polystyrène la recouvrait entièrement. Une thermistance était fixée à la partie inférieure de la nacelle. Une cellule photorésistance était placée sur un côté de la nacelle afin d'obtenir quelques informations sur les mouvements de rotation.

Cet ensemble fournit un profil vertical de l'intensité du rayonnement solaire pénétrant dans la fenêtre optique de 2000 Å. Le domaine spectral était limité vers les grandes longueurs d'onde par l'ozone et par le fait que la photocathode en or n'était pas sensible au-dessus de 2500 Å. Vers les courtes longueurs d'onde, l'oxygène atmosphérique servait de filtre. Les données disponibles à l'époque sur le spectre solaire associées au profil d'ozone et à la pression mesurés permirent de tirer quelques conclusions ⁽⁷⁷⁾. La principale fut que l'absorption par 0₂ et 0₃ n'était pas suffisante pour rendre compte des mesures. Le nombre d'inconnues était dès lors trop grand pour analyser complètement les observations.

Du point de vue pratique ces premiers vols permirent de déceler dans le matériel employé des erreurs de conception et de réalisation qui le rendaient peu fiable. La construction d'une seconde génération de nacelles fut entamée, qui elles seraient fiables, robustes et l'analyse spectrale serait entreprise à ce nouveau stade. L'emploi des sondes à ozone de Regener serait progressivement abandonné et remplacées par l'analyse optique elle-même.

(77) M. ACKERMAN, Colloque International, Utilisation des ballons pour la recherche scientifique, CNES, Paris (1967).

Les premiers vols de ces nacelles eurent lieu en 1968, d'abord sans analyse spectrale du rayonnement mais avec des magnétomètres afin de connaître l'attitude de la nacelle en vol et de définir complètement les caractéristiques du capteur de lumière. Il ne s'agissait en effet pas seulement d'effectuer des mesures au plafond, mais aussi pendant la phase ascensionnelle. Le pointage d'un instrument sur le soleil se conçoit bien à haute altitude, il est difficile pour une longue durée dans les couches basses de l'atmosphère pendant la montée où les couples aérodynamiques perturbateurs sont grands et essentiellement variables en direction. Le dispositif choisi consiste en une lame de quartz suprasil dépolie dont l'indicatrice de diffusion peut être déterminée avec précision en laboratoire. Son emploi entraîne une perte de sensibilité qui n'est toutefois pas prohibitive dans le cas d'une source aussi intense que le soleil.

La nacelle est schématisée dans la figure 7. Elle comporte comme système dispersif, un monochromateur du type Czerny-Turner dans lequel la lumière entre après diffusion par le quartz dépoli dont l'indicatrice a été mesurée au laboratoire et dont les caractéristiques ont été vérifiées en vol⁽⁶⁷⁾. L'élément dispersif est un réseau Bausch et Lomb de 3 x 3 cm gravé de 1200 traits par mm et renforcé à la longueur d'onde de 2000 Å. Le détecteur placé derrière la fente de sortie est un photomultiplicateur à cathode en cadmium qui a la propriété de n'être sensible qu'au rayonnement de longueur d'onde inférieure à 3000 Å. Cette propriété permet d'éviter la lumière parasite qui pourrait gêner considérablement les mesures. Le photomultiplicateur est alimenté par une une alimentation à haute tension de 2000 V et le courant qu'il fournit est mesuré au moyen d'un électromètre à changement automatique de sensibilité qui possède une gamme dynamique d'un million. La nacelle est suspendue au-dessous



Fig. 7.- Schéma de la nacelle ⁽⁷⁹⁾. L'enveloppe (1) du monochromateur est fixée au-dessus d'une cuve pressurisée (3) entourée d'un isolant thermique (2). La nacelle est déposée dans un berceau (6) destiné à amortir le choc au moment du retour au sol par parachute. Ce berceau supporte également un commutateur (4) de contrôle du bon fonctionnement de l'équipement, un manomètre (7) et un thermomètre (9). Le tableau de commande (10) permet la mise en marche et l'arrêt programmé de l'ensemble, la charge des batteries d'accumulateurs et un contrôle global du fonctionnement. Le disque (11) cache le ballon.

72.

du ballon et celui-ci est caché au système optique au moyen d'un cache noirci d'une peinture choisie pour son très faible pouvoir réflecteur dans l'ultraviolet.

Un manomètre de haute précision et un thermomètre de mesure de la température de l'air constituent les autres éléments essentiels de la nacelle. La nacelle est divisée en deux compartiments l'un d'optique pressurisé à l'azote, et l'autre pressurisé à l'air sec contenant l'électronique.

Afin de permettre la transformation des signaux analogiques transmis par la télémesure en flux lumineux, il s'agit de calibrer le système photométrique. La sensibilité relative en fonction de la longueur d'onde a été déterminée au laboratoire par comparaison avec la réponse d'un photomultiplicateur à fenêtre couverte de salycilate de sodium déposé suivant la méthode décrite par Allison et coll.⁽⁷⁸⁾. La source lumineuse utilisée était une lampe à décharge au silicium. La calibration absolue est obtenue dans ces expériences à la longueur d'onde de la raie du mercure à 2537 Å fournie par une lampe à pression moyenne thermostatée et en prenant toute les précautions nécessaires pour éliminer l'effet du rayonnement infrarouge lors de la mesure des flux de photons au moyen d'une pile thermoélectrique établie en étalon secondaire de l'échelle pyrhéliométrique internationale 1956.

Lors de la première expérience⁽⁷⁹⁾, une quinzaine de spectres ont été obtenus pour des distances zénithales comprises entre

(78) ALLISON, BURNS et TUZZOLINO, J. Opt.Soc. Amer., <u>54</u>, 747 (1964)
(79) M. ACKERMAN, D. FRIMOUT et R. PASTIELS, Ciel et Terre, <u>84</u>, 408 (1968).

40 et 63°. Sa répétition en 1969 a fourni une centaine de spectres de 1900 à 3000 Å dont l'analyse a confirmé les premiers résultats. Des droites de Bouger ont été tracées pour différentes longueurs d'onde. Par extrapolation à une masse d'air nulle, elles fournissent l'intensité solaire en l'absence d'atmosphère. La comparaison des valeurs obtenues à 3000 Å avec les données bien connues⁽⁸⁰⁾ à cette longueur d'onde permet de contrôler la calibration en valeur absolue. La pente des droites de Bouger permet de déduire l'épaisseur optique zénithale de l'atmosphère au-dessus du ballon. Vu l'importance de celle-ci aux grandes longueurs d'onde, on peut l'attribuer à l'ozone dont on évalue, à partir des sections efficaces d'absorption, la quantité surplombant la nacelle et son épaisseur optique.

La mesure de la pression pendant l'expérience permet, à l'aide des sections efficaces d'absorption de 0₂ de définir l'épaisseur optique due à l'oxygène. La somme calculée est alors comparée aux valeurs expérimentales. Les résultats sont le mieux résumés par les figures 8 et 9 qui présentent les données de 1969. Celles-ci ont été obtenues à partir d'une centaine de spectres et sont d'ailleurs étayées par les observations de 1968.

La discontinuité du spectre solaire entre 2050 et 2100 Å est bien connue par les travaux antérieurs^(81,82). Son origine reste inexpliquée⁽⁸³⁾. Cependant son incidence sur la valeur absolue

- (80) D. LABS et H. NECKEL, Zeit. Astrophys., <u>69</u>, 1 (1968).
- (81) R. TOUSEY, Space Science Reviews, 2, 3 (1963).

(82) DETWILLER, CARRET, PARCELL et TOUSEY, Ann. Géophys., 17, 9 (1961)

(83) R. BONNET, Ann. Astrophys., <u>31</u>, 597 (1968).







Fig. 9.- Epaisseur optique zénithale τ de l'atmosphère en fonction de la longeur d'onde. Les barres verticales indiquent l'erreur la plus probable sur nos résultats. La courbe en train continu représente l'épaisseur optique calculée en tenant compte de l'absorption due à 0_2 et à 0_3 . du flux solaire avait été sous-estimée. Quoique Bonnet, Blamont et Gildwarg⁽⁸⁴⁾ aient partiellement corrigé cette erreur, leur mesure n'avait pas été répétée et indiquait une valeur du flux aux longueurs d'onde plus courtes que 2000 Å se rapprochant à nouveau des résultats du Naval Research Laboratory^(81,82). Au contraire la température du soleil assimilé à un corps noir, est définitivement plus basse en-dessous de 2000 Å que ce qu'indiquait l'interprétation des mesures antérieures. Ce fait s'accorde avec les résultats récents de Sandlin et Widing⁽⁸⁵⁾ qui ont indiqué des températures du soleil assimilé à un corps noir pour quelques intervalles de longueur d'onde inférieure à 2000 Å (Tableau XIX)

TABLEAU XIX : Données de Sandlin et Widing

Intervalle de longueur d'onde (Å)	Température °K
2010 - 2080	~ 5000*
1775 - 1920	4760
1703 - 1760	4700
1550 - 1684	4650

* Pour les longueurs d'onde supérieures à 2020 Å les valeurs de Tousey⁽⁸⁶⁾ ont été adoptées par Sandlin et Widing.

- (84) R.M. BONNET, J.E. BLAMONT et P. GILDWARG, Ap. J., <u>148</u>, L 115 (1967).
- (85) G.D. SANDLIN et K.G. WIDING, Ap. J., <u>149</u>, L 129 (1967).
- (86) R. TOUSEY, Q.J.R.A.S., <u>5</u>, 129 (1964).

Nous avons associé nos résultats aux autres (82,83,85)pour définir un flux ultraviolet du soleil représenté à la figure 10. Il a été réparti au tableau XX en intervalles de longueurs d'onde identiques à ceux choisis pour les sections efficaces d'absorption de 0_3 et de 0_2 . Nous fournissons ainsi des données physiques de base pour les études de photochimie aéronomique en tenant compte des travaux les plus récents.

La figure 9 montre l'épaisseur optique mesurée dans la fenêtre optique de 2000 Å et les valeurs calculées à partir des coefficients d'absorption de l'ozone et de l'oxygène. Il apparaît que ces deux constituants atmosphériques ne rendent pas à eux seuls compte des observations. La nature de l'absorption supplémentaire ayant l'aspect de bandes observées dans deux expériences effectuées jusqu'ici n'a pu être identifiée. Les intensités lumineuses mesurées au cours de la phase ascensionnelle de la nacelle et les intensités en l'absence d'atmosphère déterminées au plafond, ont permis de tracer des spectres de l'épaisseur optique à plusieurs altitudes. Les bandes apparaissent là également et leur intensité paraît constante en-dessous de 38 km, altitude maximum des observations. Ceci indiquerait que le ou les constituants responsables de cette absorption sont situés au-dessus de la stratosphère. Dans ce domaine de longueurs d'onde, il ne suffit donc pas de tenir compte de la présence de 0, et de 0, pour définir avec exactitude la pénétration atmosphérique du rayonnement solaire. D'autre part la nature du constituant atmosphérique qui est à l'origine de l'absorp, tion est inconnue et son identification constitue à coup sûr un sujet de recherche.



Fig. 10.- Flux ultraviolet du soleil en fonction de la longueur d'onde. La courbe discontinue représente les valeurs de Detwiller, Garret, Purcell et Tousey (82). La courbe continue représente les valeurs choisies en tenant compte de nos mesures et des données de Sandlin ct Widing⁽⁸⁵⁾. L'émission du soleil assimilée à un corps noir à une unité astronomique est également représentée par plusieurs températures exprimées en °K.

79.-.

TABLEAU XX: Flux de photons solaires q à une unité astronomique, sectionsefficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$ et $\sigma(0_3)$, par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹de Ly α à 7300 Å.

N°	△ λ(Å)	$\Delta v(cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	$\sigma(0_2)(cm^2)$	$\sigma(0_3)(cm^2)$
1	Ly α 1.215,67	82.259	3.00×10^{11}	1.00×10^{-20}	2.32×10^{-17}
2	1.170-1.163	85.500-86.000	1.03×10^8	2.00×10^{-20}	7.80×10^{-18}
3	1.176-1.170	85.000-85.500	2.66	1.25×10^{-18}	7.97
4	1.183-1.176	84.500-85.000	1.12	2.55×10^{-19}	.8.66
5	1.190-1.183	84.000-84.500	1.24	$3.00 \times 10^{-20^{\circ}}$	9.51
6	1.198-1.190	83.500-84.000	1.82	3.75×10^{-19}	1.25×10^{-17}
7.	1.205-1.198	83.000-83.500	1.90	4.45×10^{-18}	1.84
8	1.212-1.205	82.500-83.000	7.40	8.35	2.19
9	1.220-1.212	82.000-82.500	2.28×10^9	6.00×10^{-19}	2.30
10	1.227-1.220	81.500-82.000	3.67	2.35	2.26
11	1.235-1.227	81.000-81.500	1.36	4.50	2.06
12	1.242-1.235	80.500-81.000	1.61	3.35	1.30
13	1.250-1.242	80.000-80.500	1.32	1.75×10^{-17}	8.91×10^{-18}
14	1.258-1.250	79.500-80.000	1.41	8.95×10^{-19}	7.24
15	1.266-1.258	79.000-79.500	3.11	4.30	6.09
16	1.274-1.266	78.500-79.000	1.06	1.10	5.66
17	1.282-1.274	78.000-78.500	1.37	2.05	5.87
18	1.290-1.282	77.500-78.000	1.02	4.43	6.47
19	1.299-1.290	77.000-77.500	1.14	5.55	8.14
20	1.307-1.299	76.500-77.000	7.29	4.20	1.24×10^{-17}
21	1.316-1.307	76.000-76.500	2,20	6.85	1.52
22	1.324-1.316	75.500-76.000	1.59	1.45×10^{-18}	1.47
23	1.333-1.324	75.000-75.500	2.21	2,25	1.51
1					

TABLEAU XX (suite 1) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique, sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$ et $\sigma(0_3)$, par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

N°	△ λ(Å)	$\Delta v(cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	$\sigma(0_2)(cm^2)$	$\sigma(0_3)(cm^2)$
Ż4	1.342-1.333	74.500-75.000	1.24×10^{10}	2.30×10^{-18}	1.51×10^{-17}
25	1.351-1.342	74.000-74.500	1.99×10^9	4.55	1.65
26	1.360-1.351	73.500-74.000	3.09	7.23	1.54
27	1.370-1.360	73.000-73.500	2.57	9.50	1.35
28	1.379-1.370	72.500-73.000	2.74	1.23×10^{-17}	1.05
29	1.389-1.379	72.000-72.500	3.10	1.32	7.97×10^{-18}
30	1.408-1.389	71.000-72.000	7.60	1.36	7.17
31	1.428-1.408	70.000-71.000	1.01×10^{10}	1.40	6.28
32	1.449-1.428	69.000-70.000	1.30	1.48	5.66
33	1.470-1.449	68.000-69.000	1.82	1.41	5.23
34	1.492-1.470	67.000-68.000	2.33	1.29	4.47
35	1.515-1.492	66.000-67.000	2.66	1.15	3.69
36	1.538-1.515	65.000-66.000	2.90	9.91×10^{-18}	2.93
37	1.562-1.538	64.000-65.000	3,60	8.24	2.19
38	1.587-1.562	63.000-64.000	4.75	6.58	1.63
39	1.613-1.587	62.000-63.000	6.40	4.97	1.20
40	1.639-1.613	61.000-62.000	5.49	3.45	9.77 x 10^{-19}
41	1.667-1.639	60.000-61.000	1.19×10^{11}	2.08	8.66
42	1.695-1.667	59.000-60.000	1.76	1.23	8.14
43	1.724-1.695	58.000-59.000	2.32	7.22×10^{-19}	8.17
44	1.739-1.724	57.500-58.000	1.44	4.58	8.57
45 [°]	1.754-1.739	57.000-57.500	1.83	2.74	8.40
46	1.770-1.754	56.500-57.000	2.34	*	8.11
47	1.786-1.770	56,000-56.500	2.62	*	7.99
* vo	oir texte page	53.			

TABLEAU XX (suite 2) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique, sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$ et $\sigma(0_3)$, par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

No	△ λ(Å)	$\Delta v(cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	$\sigma(0_2)(cm^2)$	$\sigma(0_3)(cm^2)$
48	1.802-1.786	55.500-56.000	2.88×10^{11}	*	7.86 x 10^{-19}
49	1.818-1.802	55.000-55.500	3.14	*	7.63
50	1.835-1.818	54.500-55.000	3.81	*	7.29
51	1.852-1.835	54.000-54.500	4.43	*	6.88
· 52	1.869-1.852	53.500-54.000	4.95	. *	6.40
53	1.887-1.869	53.000-53.500	5.94	*	5.88
54	1.905-1.887	52.500-53.000	6.59	*	5.31
55	1.923-1.905	52.000-52.500	7.26	÷	4.80
56	1.942-1.923	51.500-52.000	9.85	*	4.38
57	1.961-1.942	51.000-51.500	1.27×10^{12}	* .	4.11
58	1.980-1.961	50.500-51,000	1.39	* .	3.69
59	2.000-1.980	50.000-50.500	1.53	*	3.30
60	2.020-2.000	49.500-50.000	1.60	*	3.26
61	2.041-2.020	49.000-49.500	1.74	1.14×10^{-23}	3.26
62	2.062-2.041	48.500-49.000	2.31	1.05	3.51
63	2.083-2.062	48.000-48.500	4.20	1.00	4.11
64	2.105-2.083	47.500-48.000	7.30	9.55 x 10^{-24}	4.84
65 [°]	2.128-2.105	47.000-47.500	9.42	8.93	6.26
6 6	2.150-2.128	46.500-47.000	1.06×10^{13}	8.28	8.57
67	2.174-2.150	46.000-46.500	1.34	7.60	1.17×10^{-18}
68	2.198-2.174	45.500-46.000	1.32	6.92	1.52
69	2.222-2.198	45.000-45.500	1.73	6.28	1.97
70	2.247-2.222	44.500-45.000	1.80	5.65	2.55
71	2.273-2.247	44.000-44.500	1.82	5.03	3.24
* vc	oir texte page	53.			

TABLEAU XX (suite 3) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique,

sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$ et $\sigma(0_3)$, par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

			····		·
N°	Δ λ (Å)	$\Delta v (cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	$\sigma(0_2)(cm^2)$	$\sigma(0_3)(cm^2)$
72	2.299-2.273	43.500-44.000	2.26×10^{13}	4.40×10^{-24}	4.00×10^{-18}
73	2.326-2.299	43,000-43.500	2.40	3.76	4.83
74	2.353-2.326	42.500-43.000	2.25	3.09	5.79
75	2.381-2.353	42.000-42.500	2.21	2.44	6.86
76	2.410-2.381	41.500-42.000	2.32	1.75	7.97
77	2.439-2.410	41.000-41.500	2.50	6.74×10^{-25}	9.00
78	2.469-2.439	40.500-41.000	2.73		1.00×10^{-17}
. 79	2.500-2.469	40.000-40.500	2.88	· .	1.07
80	2,532-2,500	39.500-40.000	3.02		1.11
81	2. 564-2.532	39.000-39.500	3.97		1.12
82	2.597-2.564	38.500-39.000	7.13		1.11
8 3	2.632-2.597	38.000-38.500	4.37		1.03
84	2.667-2.632	37.500-38.000	1.12×10^{14}		9.43×10^{-18}
85 -	2.703-2.667	37.000-37.500	1.25		8.23
86	2.740-2.703	36.500-37.000	1.16		6,81
87	2.778-2.740	36.000-36.500	1.19		5.31
88	2.817-2.778	35.500-36.000	1.38	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	3.99
89	2.857-2.817	35.000-35.500	1.70	•••	2.84
90 ·	2.899-2.857	34.500-35.000	2.46		1.92
91	2.941=2.899	34.000=34.500	3,90		1.14
92	2.985-2.941	33.500-34.000	3.99		6.60×10^{-19}
93	3.030-2.985	33.000-33.500	3.86		3.69
. 94	3.077-3.030	32.500-33.000	5.08		1.97
le i i					

TABLEAU XX (suite 4) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique, sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$, $\sigma(0_3)$ par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

N°	Δ λ(Å)	$\triangle v(cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	σ(0 ₃)(cm ²)
95	3.100 (<u>+</u> 25)	32.520-32.000	5.92 x 10 ¹⁴	1.05×10^{-19}
96	3.150	32.000-31,496	6.05	5.23×10^{-20}
97	3.200	31.496-31.008	6.94	2.91
98	3.250	31.008-30.534	8.12	1.50
99	3.300	30.534-30.075	9.71	7.78×10^{-21}
100	3.350	30.075-29.630	8.97	3.72
101	3.400	29.630-29.197	9.44	1.71
102	3.450	29.197-28.777	1.01×10^{15}	7.46 x 10^{-22}
103	3.500	28.777-28.369	1.03	2.66
104	3.550	28.369-27.972	1.03	1.09
105	3.600	27.972-27.586	1.04	5.49 x 10^{-23}
106	4.100	24.540-24.242	1.99	2.91
10 7	4.150	24.242-23.952	1.99	3.14
108	4.200	23.952-23.66 9	2.02	3.99
109	4.250	23.669 -2 3.392	2.01	6.54
110	4.300	23.392-23.121	1.94	6.83
111	4.350	23.121-22.851	1.98	8.66
112	4.400	22.851-22.599	2.25	1.25×10^{-22}
1 13	4.450	22.599-22.346	2.39	1.49
1 1 4	4,500	22.346-22.099	2.48	1.71
115	4.550	22.099-21.858	2.49	2.12
116	4.600	21.858-21.622	2.48	3.57
117	4.650	21.622-21.390	2.50	3.68

TABLEAU XX (suite 5) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique,

sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$, $\sigma(0_3)$ par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

No	△ λ(Å)	$\triangle v(cm^{-1})$	$q(cm^{-2}sec^{-1})$	$\sigma(0_3)(cm^2)$
118	4.700 (<u>+</u> 25)	21.390-21.164	2.55×10^{15}	4.06×10^{-22}
119	4.750	21.164-20.942	2.61	4.89
120	4.800	20.942-20.725	2.59	7.11
121	4.850	20.725-20.513	2.46	8.43
122	4.900	20.513-20.504	2.44	8.28
123	4.950	20.504-20.100	2.53	9.09
124	5.000	20.100-19.900	2.48	1.22×10^{-21}
1 25	5.050	19.900-19.704	2.49	1.62
1 2 6	5.100	19.704-19.51 2	2.50	1.58
1 27	5.150	19.512-19.324	2.43	1.60
1 2 8	5.200	19.324-19.139	2.43	1.78
129	5.250	19.139-18.957	2.52	2.Ò7
130	5.300	18.957-18.779	2.58	2.55
131	5.350	18.779-18.605	2.64	2.74
132	5.400	18.605-18.433	2.67	2.88
133	5.450	18.43 3- 18.265	2.70	3.07
134	5.500	18.265-18.100	2.68	3.17
135	5.550	18.100-17.937	2.66	3.36
136	5.600	17.937-17.778	2.66	3.88
137	5.650	17.778-17.621	2.67	4.31
138	5,700	17.621-17.467	2.67	4.67
139	5.750	17.467-17.316	2.69	4.75
140	5.800	17.316-17.667	2.71	4.55

TABLEAU XX (suite 6) : Flux de photons solaires q à une unité astronomique, sections efficaces d'absorption de 0_2 et de 0_3 , $\sigma(0_2)$, $\sigma(0_3)$ par intervalles de longueur d'onde en Å et de nombre d'onde en cm⁻¹ de Ly α à 7300 Å.

N°	Δλ (Å)	$\Delta v (cm^{-1})$	q(cm ⁻² sec ⁻¹)	$\sigma(0_3) (cm^2)$
141	5.850 (<u>+</u> 25)	17.667-17.021	2.71×10^{15}	4.35×10^{-21}
142	5.900	17.021-16.878	2.71	4.42
143	5.950	16.878-16.736	2.72	4.61
144	6.000	16.736-16.598	2.72	4.89
145	6.050	16.598-16.461	2.71	4.84
146	6.100	16.461-16.326	2.70	4.54
147	6.150	16.326-16.194	2.70	4.24
148	6.200	16.194-16.064	2.70	3.90
149	6.250	16.064-15.936	2.69	3.60
150	6.300	15.936-15.810	2.68	3.43
151	6.350	15,810-15,686	2.67	3.17
152	6.400	15.686-15.564	2.66	2.74
153	6.450	15.564-15.444	2.65	2.61
154	6.500 (<u>+</u> 50)	15.384-15.265	3.95	2.40
155	6.600	15.265-15.038	5.22	2.07
156	6.700	15.038-14.815	5.18	1.72
157	6.800	14.815-14.598	5.14	1.37
158	6.900	14.598-14.388	5.09	1.11
159	7.000	14.388-14.184	5.04	9.13 x 10^{-22}
160	7.100	14.184-13.986	4.99	7.93
161	7.200	13.986-13.793	4.94	6.40
162	7.300	13.793-13.605	4.90	5.14

VI. CONCLUSION

Nous avons effectué une analyse approfondie des données existantes concernant l'absorption de l'ozone et de l'oxygène, les deux constituants atmosphériques principalement responsables de l'atténuation de l'ultraviolet solaire de longueur d'onde supérieure à 1100 Å. Ce travail a mis une nouvelle fois en évidence la nécessité d'améliorer la connaissance des bandes de Schumann-Runge. Leur investigation au laboratoire par une méthode originale et par les méthodes conventionnelles a permis de définir très complètement leur structure, tant en ce qui concerne leur absorption que leurs caractéristiques spectroscopiques. Vers 2000 Å, où elles délimitent du côté des courtes longueurs d'onde la fenêtre optique permettant la formation de l'ozone stratosphérique, nous les avons étudiées in situ par des expériences en ballon qui nous ont également permis de mesurer l'intensité du rayonnement solaire. Ces mesures ont montré toute l'importance aéronomique de la discontinuité de 2085 Å dans l'émission du soleil. Cette importance avait échappé lors de nombreuses expériences américaines par fusée quoiqu'elle conduise à une réduction par un facteur deux ou plus grand du nombre de processus de photodissociation considérés dans certains travaux théoriques existants sur la photochimie de l'ozone et d'autres constituants atmosphériques où les aspects nouveaux présentés ici ont été négligés.