

Manifestations optiques des aérosols météoriques

I. — Orionides 1970

par M. FEHRENBACH *, D. FRIMOUT **, F. LINK * et C. LIPPENS **,

* Institut d'Astrophysique, Paris,

** Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique, Bruxelles.

RÉSUMÉ. — *Pendant la période des Orionides, entre les 19 et 26 octobre 1970, on a effectué des mesures photométriques du ciel crépusculaire à 30 km d'altitude, à l'aide de ballons lancés à Aire-sur-l'Adour. Les résultats de 6 vols montrent nettement l'influence des Orionides sur les propriétés photométriques du ciel crépusculaire dans la région verte (5100 Å) du spectre.*

ABSTRACT. — *During the period of Orionids between 19th and 26th October 1970 photometrical measurements of the twilight sky has been performed at the height of 30 km with aid of balloons launched at Aire-sur-l'Adour (Landes, France). The results of 6 flights show clearly the influence of Orionids on the optical properties of the upper atmosphere in the green region (5100 Å) of the spectrum.*

1. INTRODUCTION

Dans le domaine des recherches crépusculaires, nous voudrions d'abord citer deux opinions en apparence opposées quant à l'utilisation des phénomènes crépusculaires pour l'exploration de la haute atmosphère.

Van de Hulst [1949] : la photométrie des phénomènes crépusculaires forme potentiellement la méthode la plus puissante pour observer la diffusion (de la lumière) dans la haute atmosphère.

Hulburt [1938] : les mesures crépusculaires ne peuvent donner aucune indication sur la densité de l'air à partir de 60 km.

Cette conclusion, vu l'autorité de Hulburt, risqua de porter un certain préjudice à la poursuite des recherches crépusculaires [ROSENBERG, 1966] d'autant plus qu'elle reposait sur des bases très probléma-

tiques [LINK, 1949]. Les développements récents dans ce domaine ont définitivement fait pencher la balance en faveur de la première opinion.

Le principal mérite des phénomènes crépusculaires dans l'aéronomie est que l'ombre terrestre découpe successivement l'atmosphère en tranches bien définies et vivement éclairées par le Soleil. La diffusion de la lumière dans ces tranches nous renseigne ainsi sur les propriétés optiques de la haute atmosphère. Si à présent, la structure gazeuse de celle-ci est assez bien connue grâce aux sondages spatiaux, les phénomènes crépusculaires peuvent, en revanche, détecter quelques déviations mineures de cet état et surtout en étudier les variations en fonction de facteurs cosmiques tels que les météores, par exemple.

On peut effectuer les mesures crépusculaires, soit à la surface terrestre (ou mieux en haute montagne), soit dans la stratosphère, à bord des ballons. Ces

deux moyens d'étude sont en quelque sorte complémentaires. Si les mesures terrestres permettent d'obtenir à peu de frais de longues séries d'observations, les résultats se prêtent assez mal à l'interprétation immédiate à cause de la diffusion troposphérique sans parler des limitations causées par le mauvais temps. Les mesures à bord des ballons par définition exemptes de toute influence troposphérique, sont par contre plus difficiles à réaliser et ne se prêtent guère aux mesures de routine. Mais, en effectuant un nombre suffisant de mesures simultanées terrestres et stratosphériques, on peut calibrer les premières par rapport aux secondes et obtenir ensuite des résultats valables à partir des mesures en haute montagne.

La première campagne de lancement des ballons entreprise à Aire-sur-l'Adour, en automne 1966, [LINK et al., 1967] a conduit à deux conclusions principales obtenues à partir des mesures à 25 km d'altitude et au Pic-du-Midi :

a) les luminances crépusculaires au voisinage de 10° de dépression solaire sont nettement supérieures aux valeurs théoriques calculées dans l'atmosphère de Rayleigh.

b) les profils azimutaux photométriques à 30° du zénith donnent une profondeur nettement inférieure à la valeur théorique.

On pourrait expliquer ces deux anomalies par la présence des aérosols météoriques dans la haute atmosphère. Pour vérifier cette hypothèse, il fallait effectuer les mêmes mesures au voisinage du maximum de l'activité d'un essaim météorique où, d'après les estimations [LINK, 1969], on devait obtenir un effet mesurable. D'autre part, suivant la suggestion de Vassy [VASSY, 1967], il était recommandable de monter un peu plus haut, vers 30 km, afin d'éviter l'influence possible des particules sulfatées de Junge [1961] concentrées au-dessous de 25 km.

De cette façon, nous avons été amenés à réaliser un projet commun à l'Institut d'Astrophysique (Paris) et à l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (Bruxelles) pour détecter les manifestations optiques des aérosols météoriques (projet MOAM-1). Ce projet consistait à lancer 6 nacelles photométriques pendant la période de l'activité des Orionides entre le 19 et le 26 octobre 1970, au Centre de Lancement de Ballons du C.N.E.S. à Aire-sur-l'Adour.

2. CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LE CRÉPUSCULE

Considérons la luminance du ciel crépusculaire observée dans une direction déterminée. La luminance observée au point *B* aura trois composantes (fig. 1) :

1. La composante élevée *R* qui provient de la diffusion sur la partie de la ligne de visée directement éclairée par le Soleil. Il s'agit donc en majeure partie de la diffusion primaire du flux solaire à laquelle il faut ajouter la diffusion multiple provenant du ciel voisin et du sol.

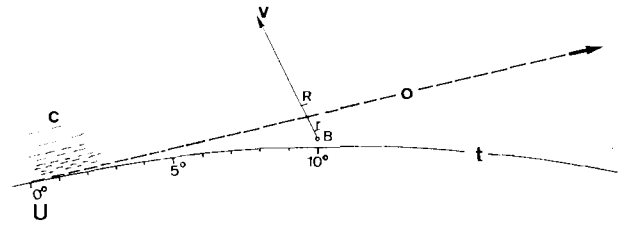


FIG. 1

Scène crépusculaire : *t* la surface terrestre, *o* la limite de l'ombre, *v* le rayon de visée et *c* le ciel crépusculaire au couchant.

2. La composante basse *r* due à la diffusion multiple sur la partie basse de la ligne de visée plongée dans l'ombre où la densité de l'air et la présence d'aérosols terrestres rendent cette composante plus ou moins importante suivant l'altitude du point d'observation.

3. L'émission de la haute atmosphère due aux processus photochimiques ou autres que la diffusion.

Seule la première composante est intéressante pour le but que nous poursuivons ici. Il faut donc conduire les mesures : 1. soit à obtenir la première composante débarrassée des deux autres, 2. soit à déterminer ces dernières afin d'en tenir compte. La première méthode est indiscutablement la meilleure car elle élimine dès l'origine les composantes gênantes. Pour cela il faut placer l'observateur au-dessus des couches troposphériques où se trouve le siège de la deuxième composante et observer dans la région spectrale où l'émission atmosphérique discrète est pratiquement absente.

Comme la réalisation de cette méthode nécessite la mise en œuvre de techniques aéronautiques assez importantes, certains ont préféré suivre la seconde voie. En observant dans la troposphère, on peut, par certaines approximations et à l'appui des suppositions plus ou moins justifiées, corriger les valeurs mesurées de la deuxième composante.

Dans la suite nous avons choisi la première méthode exempte de toute supposition et présentant en même temps l'indépendance presque totale des conditions météorologiques régnant dans la basse atmosphère et empêchant souvent d'observer aux époques voulues.

3. DIFFUSION PRIMAIRE CRÉPUSCULAIRE

La diffusion primaire constitue une partie importante de la composante élevée du crépuscule. Pour calculer sa valeur dans l'atmosphère de Rayleigh, on part de la formule de Rayleigh et Cabannes [1929] qui conduit à l'expression valable pour $\lambda = 5100 \text{ \AA}$

$$\frac{b}{b_{\odot}} = 2.833 \times 10^{-36} (1 + 0.92 \cos^2 \gamma) \int n 10^{-\nu} ds \quad (1)$$

où ζ est la distance zénithale,

a l'azimut de la direction d'observation par rapport au Soleil,

U' la dépression solaire corrigée de la réfraction,

n le nombre de centres diffusants par unité de volume,

D la densité décadique de l'ombre terrestre,

ds l'élément de la ligne de visée et

γ l'angle de diffusion

$$\cos \gamma = \sin U' \cos \zeta - \cos U' \sin \zeta \cos a. \quad (2)$$

L'expression ci-dessus donne alors le rapport de la luminance du ciel crépusculaire à la luminance moyenne du Soleil.

Pour calculer les valeurs de n nous nous sommes servis des données contenues dans U.S. Standard Atmosphere, Supplements 1966 p. 276, en tenant compte de la dissociation de O_2 . Pour la densité de l'ombre, nous avons adopté les valeurs des tables crépusculaires [LINK, 1941]. On a adopté trois limites inférieures d'intégration, à savoir : I, à 1 km ; II, à 5 km et III à 10 km, ce qui permet d'estimer l'influence de la nébulosité sur le trajet des rayons éclairants. Les résultats sous une forme abrégée sont donnés dans le tableau I :

On remarque que l'influence de la nébulosité, tout en restant dans les limites admissibles, est surtout marquée aux faibles dépressions. D'ailleurs, il ne faut pas perdre de vue que, dans l'atmosphère réelle même sans nuages, la densité de l'ombre sera supérieure aux valeurs D adoptées dans notre calcul. Une discussion plus complète de ces circonstances sera donnée dans un autre travail [LINK et WEILL, 1971].

4. RATTACHEMENT DU CIEL CRÉPUSCULAIRE AU SOLEIL

La théorie fournit le rapport des luminances b_c/b_\odot qu'il faut comparer à sa valeur obtenue à partir

des mesures. Pour y arriver, on procède aux opérations suivantes :

a) Au Pic-du-Midi on détermine avec le photomètre P et sur le Soleil les droites de Bouguer qui donnent en fin de compte le flux extraterrestre rapporté à la source de comparaison Sr (= strontium) du photomètre. Si d_\odot et d_{sr} sont les déviations de l'instrument de mesure sur le Soleil et sur la source de comparaison, leur rapport sera aussi celui des flux correspondants ou encore :

$$A = \frac{d_\odot}{d_{sr}} = \frac{k p \pi r^2 \omega_\odot b_\odot}{Sr} \quad (3)$$

où k exprime l'atténuation connue due au filtre neutre devant l'objectif du photomètre, p est la perte de lumière dans l'optique de l'instrument dont l'objectif a le diamètre $2r$, et finalement ω_\odot l'angle solide ($6,1 \times 10^{-5}$) et b_\odot la luminance moyenne du Soleil.

b) On détermine à bord de ballon la luminance du ciel crépusculaire b_c rapportée à la source de comparaison Sr' du photomètre P' . On trouve ainsi :

$$B = \frac{d_c}{d_{sr'}} = \frac{p' \pi^2 \rho^2 r^2 b_c}{l^2 Sr'} \quad (4)$$

où p' est la perte de lumière dans l'instrument, ρ le rayon du diaphragme de champ et l la longueur focale de l'objectif dont le diamètre est $2r' = 2r$.

c) Au cours de la troisième opération on met successivement l'étalon de luminance L sur les deux photomètres P et P' et les déviations lues donnent l'expression :

$$C = \frac{d_L}{d_{sr}} : \frac{d_{L'}}{d_{sr'}} = \frac{p}{p'} \frac{Sr'}{Sr} \quad (5)$$

TABLEAU I
Diffusion primaire

	$U =$	8°	9°	10°	11°	12°	13°
A_\odot	I.....	1,79 — 11	1,64 — 12	1,11 — 13	1,19 — 14	3,73 — 15	1,62 — 15
	II	1,78 — 11	1,63 — 12	1,09 — 13	1,18 — 14	3,73 — 15	1,62 — 15
	III.....	1,65 — 11	1,42 — 12	9,78 — 14	1,10 — 14	3,67 — 15	1,61 — 15
$A_\odot + 180^\circ$...	I.....	7,77 — 12	3,78 — 13	1,97 — 14	4,29 — 15	1,68 — 15	6,96 — 16
	II	7,65 — 12	3,69 — 13	1,91 — 14	4,28 — 15	1,68 — 15	6,95 — 16
	III.....	6,72 — 12	2,95 — 13	1,74 — 14	4,20 — 15	1,66 — 15	6,92 — 16

En combinant les résultats de trois opérations, on arrive au résultat cherché :

$$\frac{b_c}{b_\odot} = k \frac{\omega_\odot BC}{\omega_c A} \quad (6)$$

avec

$$\omega_c = \frac{\pi \rho^2}{l^2} \quad (7)$$

Les mesures de rattachement comportant les trois opérations ci-dessus ont été entreprises d'abord au Pic-du-Midi et ensuite à Paris en ce qui concerne l'absorption des verres neutres k .

Les mesures de droites de Bouguer ont donné les résultats contenus dans le tableau II. La valeur moyenne de 7 déterminations est alors :

$$A = \frac{d_\odot}{d_{sr}} = 0.564 \pm 0.008 \quad (8)$$

en dehors de l'atmosphère terrestre.

TABLEAU II
Droites de Bouguer

Date	log 5A	D(0°)
1970 X 18 — L..	0,468	0,0682
18 — C .	0,460	0,0584
19 — L..	0,450	0,0604
23 — C .	0,453	0,0586
24 — L..	0,433	0,0560
25 — L..	0,428	0,0500
25 — C .	0,434	0,0548

L : le lever C : le coucher du Soleil.
D (0°) : la densité optique au Zénith.

Le filtre neutre constitué par 5 verres de la série NG de Schott a été mesuré au laboratoire de photométrie de l'Institut Optique à Paris, par un appareillage spécial destiné à ce genre de mesures. On a obtenu pour les 5 composantes du filtre les densités optiques suivantes :

I	D = 2,48 ± 0,05
II	2,03 ± 0,05
III	2,09 ± 0,05
IV	1,62 ± 0,03
V	2,02 ± 0,05

pour $\lambda = 5100 \text{ \AA}$.

La densité totale du filtre, sans tenir compte de l'influence des réflexions multiples est alors :

$$D = 10,24 \pm 0,15$$

d'où

$$k^{-1} = 1,74 \times 10^{10} \quad k = 5,75 \times 10^{-11}$$

Le résultat de l'opération sera finalement :

$$\frac{b_c}{b_\odot} = 1.59 \times 10^{-12} B \cdot C \quad (9)$$

Les résultats des valeurs finales de b_c/b_\odot en fonction de U sont données pour chaque vol dans le tableau III.

5. DESCRIPTION DES PHOTOMÈTRES

Il a été construit 7 photomètres identiques au point de vue optique et électronique, pour avoir des mesures reproductibles et pouvoir faire aisément leur comparaison photométrique sans risques d'importantes erreurs systématiques. Les six premiers (fig. 2) ont été envoyés en ballon; la description va en être donnée. Le septième destiné à l'opération du rattachement au Soleil à l'Observatoire du Pic-du-Midi, a pu être notablement simplifié en ce qui concerne l'automatisme et l'isolement thermique.

a) Caractéristiques.

Poids : 30 kgs
Volume : 0,05 m³
4 voies de télémessure
Autonomie de 15 heures

b) Mécanique.

Caisson : l'ensemble est contenu dans un parallélépipède rectangle de dimensions : 55 × 30 × 29 cm. Celui-ci est à double paroi; entre les deux se trouvent 2,5 cm de polyuréthane assurant un isolement thermique. Sur l'une des faces latérales, un capot ferme l'accès aux minuteries et interrupteurs. Sur la face inférieure, est prévu l'accrochage de l'émetteur télémessure. La face supérieure en aluminium nervuré sert de face de repère. Sur celle-ci sont positionnés le tube optique qui dépasse de 30 cm, le bras de suspension de la nacelle et un niveau qui permet l'équilibrage de l'ensemble.

Bras de suspension : il relie la nacelle à son bloc de rotation. Il est formé d'un ensemble de carrés en duralumin permettant deux mouvements orthogonaux dans un plan horizontal lors de l'équilibrage de la nacelle.

Bloc de rotation : un axe monté sur butée à billes est solidaire du ballon; celui-ci est entraîné par un moteur continu par l'intermédiaire d'un accouplement à ressort.

c) *Optique* (fig. 3).

Caractéristiques des différents éléments rencontrés successivement par la lumière :

Verre d'entrée :

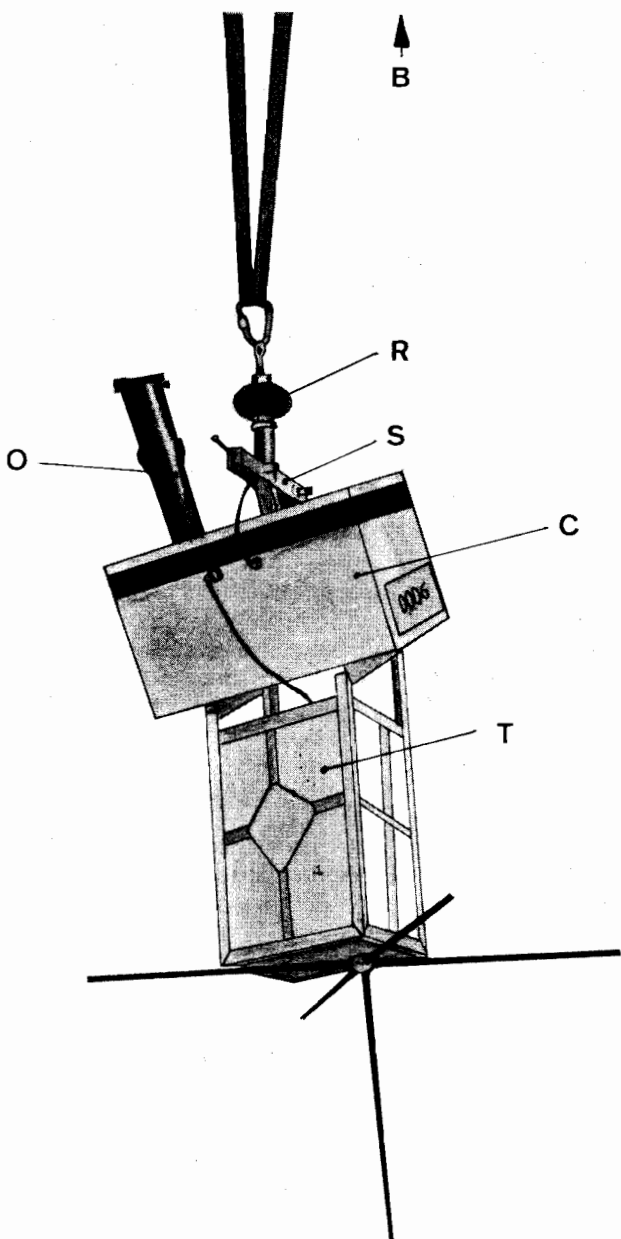


FIG. 2

Photomètre MOAM-1 : *B* — direction du ballon, *O* — optique, *R* — bloc de rotation, *S* — bras de suspension de la nacelle, *C* — caisson contenant l'électronique et les batteries, *T* — émetteur de télémétrie.

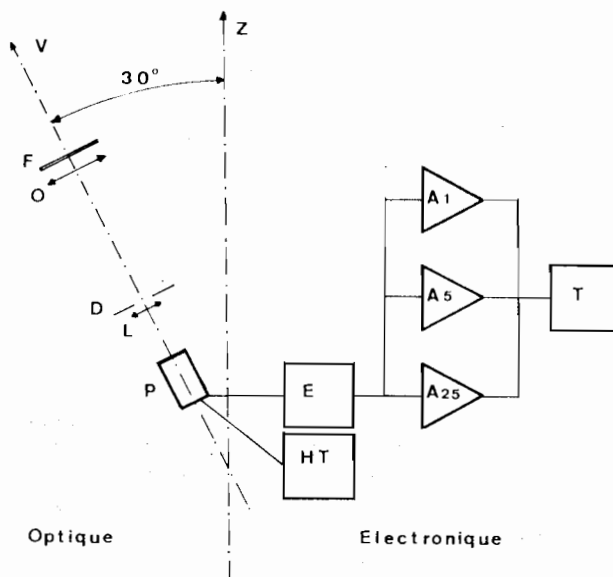


FIG. 3

Schéma du photomètre MOAM-1 : *V* — direction de visée, *Z* — direction du zénith, *F* — filtre interférentiel, *O* — objectif, *D* — diaphragme de champ, *L* — lentille de Fabry, *P* — photomultiplicateur, *E* — électromètre, *HT* — haute tension, *A1*, *A5*, *A25* amplificateurs de gain 1, 5 et 25, *T* — télémétrie.

F Filtre interférentiel : 5×5 cm, centré sur 5100 \AA ; $\Delta\lambda = 90 \text{ \AA}$.

O Objectif : doublet de diamètre utile 48 mm et de focale 159 mm.

D Diaphragme de champ : diamètre 11,4 mm.

L Lentille de champ : diamètre utile 18 mm, focale 53 mm.

V Verre de caisson d'entrée contenant la sonde Regener.

P Photomultiplicateur contenu dans la sonde Regener.

L'objectif forme l'image du ciel à son foyer où est placé le diaphragme qui délimite le champ à 4° . La lentille de champ forme l'image de la pupille d'entrée (filtre interférentiel) sur la photocathode et assure l'homogénéité du champ. L'ensemble de l'optique est contenu dans un tube étanche et desséché. Celui-ci est terminé vers l'extérieur par un couvercle dont l'ouverture est déclenchée par un piston explosif rétractable, fonctionnant sur les minuteries (deux par sécurité).

d) *Électromécanisme d'étalonnage*.

Cet ensemble supporte la sonde Regener dans son boîtier étanche, de telle façon que le photomultiplicateur soit sur l'axe optique à distance voulue de celle-ci. De plus, le faisceau optique est interrompu à intervalles réguliers pour faire un étalonnage de l'ensemble. Ce boîtier étanche sert au fonctionnement de la sonde Regener; celle-ci est entourée d'un blindage en μ métal et se trouve en atmosphère desséchée. Devant la fenêtre du boîtier tourne un plateau à

10 positions : l'une est occupée par l'étalon Sr, une autre est pleine pour la mesure du courant d'obscurité, les 8 dernières sont évidées pour la mesure sur le ciel. Ce plateau est commandé par un système de pas à pas mécanique utilisant un moteur continu pour donner la cadence. L'énergie d'avancement entre deux positions est emmagasinée dans un ressort. C'est aussi le plateau qui donne, au moment voulu, des contacts pour le repérage de sa position et l'ordre de passage des étalonnages électroniques.

e) *Électronique* (fig. 3).

Sonde de Regener.

Afin d'avoir un ensemble à la fois peu coûteux et fiable, on a utilisé comme récepteur de lumière la sonde météorologique Regener destinée à la mesure de la concentration de l'ozone. On l'a modifiée en ne laissant en place que le photomultiplicateur, la haute tension et l'électromètre. Comme la haute tension et, partant, la sensibilité du photomultiplicateur sont fixes, on a dû adapter cette dernière à l'aide des verres neutres à la lumière à mesurer. La sonde comporte trois réglages. Les deux premiers règlent la gamme des tensions de sortie, de 1 à 6 V dans notre cas correspondant aux tensions admises par l'électronique suivant la sonde. Le troisième réglage divise la tension de la résistance de sortie du photomultiplicateur. Ce réglage est fait de façon à utiliser au maximum la gamme dynamique du photomultiplicateur en faisant coïncider pratiquement les saturations du photomultiplicateur et de l'électromètre.

Système d'amplification.

La télémessure ne permet pas de transmettre toute la gamme dynamique des mesures 1 : 50 environ, durant la phase intéressante du crépuscule. On a donc amplifié le signal de sortie de l'électromètre. Pour éviter tout système compliqué de commutation, on a utilisé trois voies parallèles d'amplification avec les gains ayant les rapports 5 et dont la tension limite est de 5 volts. Le signal de sortie de l'électromètre est donc amplifié $25 \times$, $5 \times$ et $1 \times$ avant d'être envoyé à la télémessure. A la réception on n'utilise que la voie qui travaille momentanément dans les meilleures conditions.

La stabilité et la linéarité de la télémessure sont contrôlées par un étalonnage périodique en injectant des tensions fixes à l'entrée des amplificateurs. Cette opération est commandée par la rotation du plateau d'étalonnage optique.

Alimentation.

L'énergie électrique nécessaire pour l'expérience est fournie par deux batteries d'accumulateurs nickel-cadmium dont une alimente le système électronique et l'autre le convertisseur qui donne les tensions stabilisées pour les circuits électroniques.

6. LANCEMENTS DE BALLONS A AIRE-SUR-L'ADOUR

Les différentes parties des nacelles, réalisées à Paris et à Bruxelles, ont été assemblées à l'Institut d'Aéronomie Spatiale. Chaque nacelle terminée a été essayée dans les conditions suivantes : 5 mb et -50°C avant d'être déclarée opérationnelle.

Pour le rattachement des 7 photomètres à une échelle photométrique commune, on s'est servi d'un étalon de luminance constante [LINK et al., 1967] Dans un tube s'adaptant à l'entrée des photomètres avec un positionnement répétitif et de façon étanche à la lumière, sont disposés : une lampe électrique (préalablement vieillie et légèrement sous-voltée, pour augmenter sa durée de vie) est montée dans une branche de pont de Wheatstone [RIBAUD, 1926] dont les trois autres branches sont en fil de manganin. Lorsque le pont est équilibré, la résistance, la température et l'intensité lumineuse du filament sont constantes et parfaitement reproductibles. Le flux lumineux de la lampe éclaire un opalin suivi à faible distance d'un trou de 3 mm de diamètre éclairant à son tour un opalin distant d'une dizaine de cm qui couvre complètement l'entrée du photomètre.

Chaque nacelle a été réglée à l'aide de cet étalon (L_2) de telle façon que le niveau de réponse soit $1/5$ de la déviation maximale sur la gamme la moins sensible. Les lectures obtenues ainsi que celles des étalonnages électriques ont été notées à Bruxelles et avant le lancement à Aire-sur-l'Adour; elles n'avaient pas changé.

Les lancements ont été effectués les 19, 20, 21, 22, 24 et 26 octobre aux heures prévues (tableau III) sans que la récupération soit demandée. Seule la nacelle n° 1 a été récupérée pour vérifier que les paramètres optiques et électroniques n'avaient pas été modifiés.

7. RÉDUCTION DES MESURES

Les bandes d'enregistrement donnent les déviations correspondant aux différentes phases du cycle photométrique dont la durée était voisine de 5 mn. Ces phases sont les suivantes (fig. 4) :

a) le photomètre est ouvert sur le ciel. La lecture sur l'échelle de la bande de l'enregistrement x_c ;

b) le photomètre est ouvert sur la source de comparaison au strontium radioactif, la lecture x_s ;

c) le photomètre est fermé, la lecture x_0 définit le zéro optique instantané;

d) les différentes tensions graduées V_1, V_2 , etc... sont appliquées à l'entrée des amplificateurs afin de contrôler par des lectures x_1, x_2 etc..., la forme de la fonction $V = f(x)$ qui doit être sensiblement linéaire. Cette opération n'a lieu que tous les 2 cycles seulement.

Les rapports m_1, m_2, m_3 des sensibilités des trois voies de l'amplificateur sont donnés par les para-

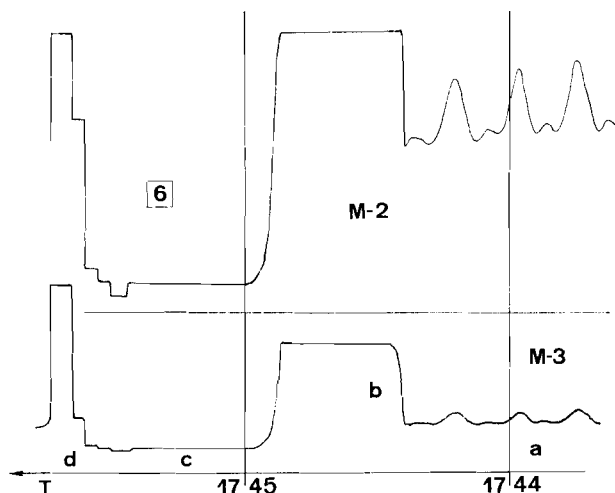


FIG. 4

Specimen de l'enregistrement du vol sur les voies M 2 et M 3 avec le cycle photométrique a, b, c, d (voir le texte).

mètres électriques des circuits électroniques mais, en pratique, on les a déterminés à partir des enregistrements en se basant sur la continuité des courbes crépusculaires $\log b = F(U)$.

Comme chacun des 6 photomètres fut rattaché à l'étalon L_2 sur la voie la moins sensible M3, cette voie a servi dans la suite de voie fondamentale, ($m_3 = 1$) et les déviations lues sur les voies M2 et M1 ont été toujours réduites à la voie M3. C'est encore sur cette voie que se faisaient les lectures de la source de comparaison S qui sur les autres voies plus sensibles est saturée.

Dans la plupart des cas, la fonction $V = f(x)$ était sensiblement linéaire dans le domaine utilisé et défini par trois points $V_1, x_1, V_2, x_2, V_3, x_3$. La réduction nécessaire pour obtenir les luminances du ciel rapportées à l'étalon L_2 se faisait alors à l'aide de la formule :

$$b = \frac{x_C - x_{OC}}{x_S - x_{OS}} \frac{S}{L_2} \quad (10)$$

où x_{OS} et x_{OC} sont les zéros optiques simultanés aux déviations x_S et x_C , car il fallait tenir compte de la dérive du zéro.

Le rapport de la source de comparaison S à l'étalon L_2 a été déterminé deux fois : avant le départ des appareils de Bruxelles et avant l'intégration (avant le vol). Dans certains cas (vol 2) la fonction $V = f(x)$ n'était pas linéaire. On l'a alors décomposée en deux segments linéaires V_1, V_2 et V_2, V_3 (fig. 5). Si on transfère le zéro optique O qui se trouve sur le premier segment en O' sur la prolongation en arrière du second segment et si ce nouveau zéro O' est ensuite utilisé, la formule précédente est

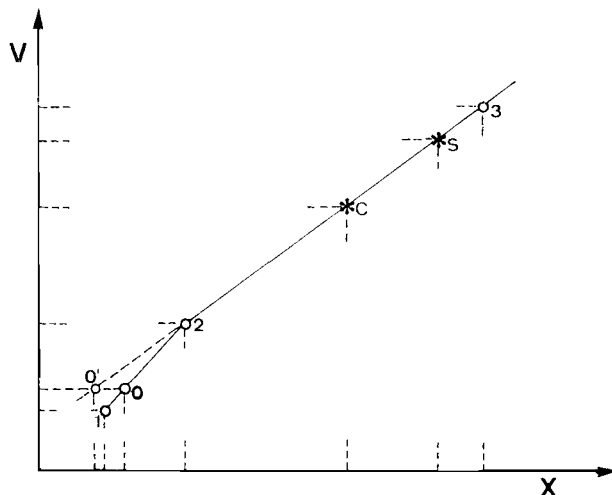


FIG. 5

Étalonnage électronique du photomètre.

à nouveau valable. En effet, le rapport des tensions lues sur l'axe vertical :

$$\frac{V_C - V_{OC}}{V_S - V_{OS}} \quad (11)$$

est égal au rapport des déviations lues sur l'axe horizontal à partir du point O' :

$$\frac{x_C - x_{O'C}}{x_S - x_{O'S}} \quad (12)$$

Les ballons ont été suivis par le réseau des stations de radar afin d'obtenir leurs positions géographiques λ, φ en fonction du temps t . On en a calculé ensuite les dépressions solaires U que l'on a interpolées linéairement pour chaque moment intéressant de l'enregistrement. On a choisi pour ces points de prime abord les maxima des ondulations dues à la rotation du photomètre autour de la verticale. Pendant le crépuscule ces maxima correspondent à l'azimut du Soleil tandis qu'au début de la nuit leur azimut est celui de la Voie lactée dans la constellation de la Flèche à 70° environ vers le sud.

On a donc tracé pour chaque vol la courbe crépusculaire de $\log b$ en fonction de U . Le raccord des tronçons de la courbe enregistrés avec les sensibilités m_2 et m_1 (supérieurs à $m_3 = 1$) a été obtenu empiriquement par décalage vertical et c'est ce décalage qui définit en fin de compte les valeurs de m_2 et m_1 (fig. 6).

8. RÉSULTATS DE MESURES A BORD DES BALLONS

Les résultats obtenus sont de premier abord les 6 courbes crépusculaires $\log b = f(U)$ dans l'azimut du Soleil dont le spécimen est représenté sur la

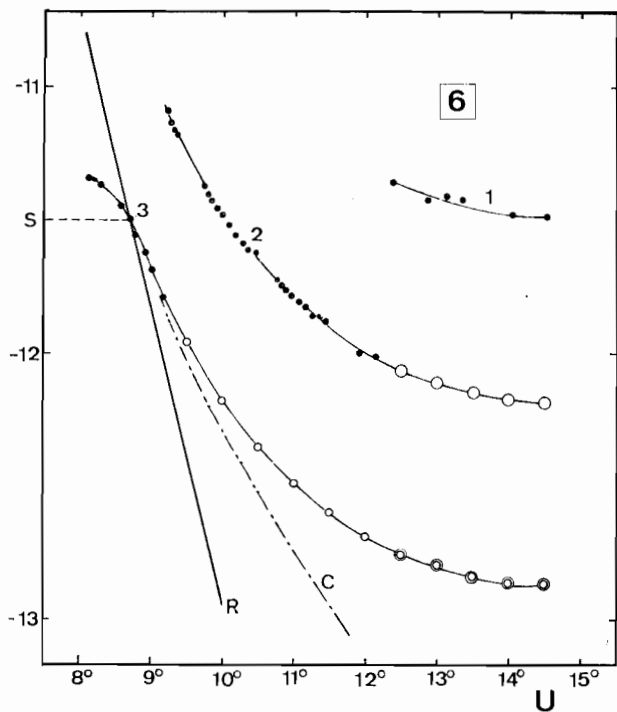


FIG. 6

Courbe crépusculaire obtenue durant le vol 6 sur les trois voies M1, M2, M3, C la courbe corrigée du ciel nocturne, R la courbe théorique de la diffusion primaire. En ordonnées $\log b/\log b_{\odot}$ pour la courbe 3. S niveau Strontium.

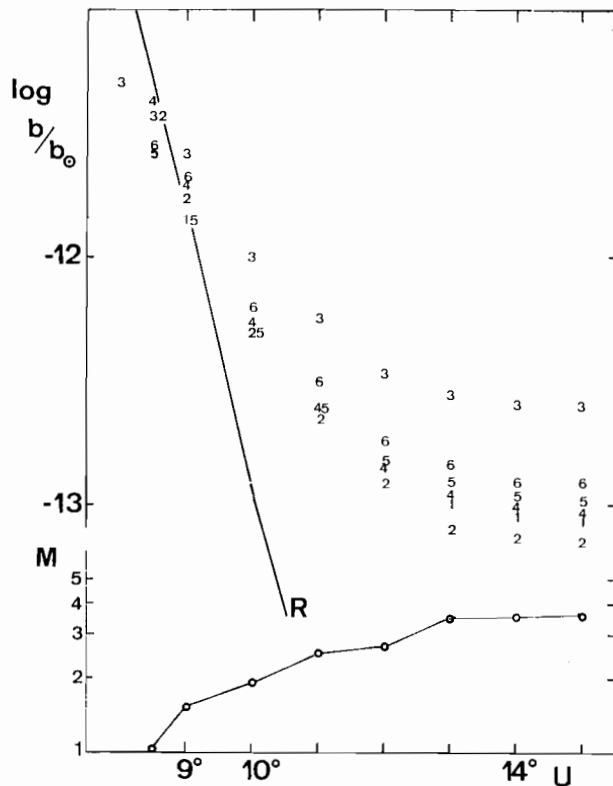


FIG. 7

Courbes crépusculaires des vols 1 à 6. En bas, l'effet météorique M dans la direction du Soleil.

TABLEAU III

Luminances crépusculaires pendant les Orionides 1970

(Vol)	Date	Altit. km	$b/b_{\odot} \times 10^{14}$							
			$U = 8,5^{\circ}$	9°	10°	11°	12°	13°	14°	15°
1.....	19 X	29	—	142	45,7	21,0	13,3	10,3	9,2	8,8
2.....	20 X	31	368	173	50,9	22,9	12,6	8,19	7,5	7,2
3.....	21 X	31	370	266	98,9	57,4	34,3	28,7	26,0	25,5
4.....	22 X	32	428	200	56,0	25,9	14,2	11,1	0,9	9,7
5.....	24 X	31	270	142	48,2	25,3	15,3	12,5	11,3	10,8
6.....	26 X	31	385	212	61,3	31,2	18,6	14,8	12,8	12,5
Diffusion primaire.....				164	11,1	1,19	0,37	0,16	—	—
		$M =$	1,0	1,5	1,9	2,5	2,7	3,5	3,5	3,5

Les valeurs de b/b_{\odot} dans l'azimut du Soleil

figure 6. Sur ces courbes nous avons lu les valeurs de $\log b$ pour les dépressions solaires de $8,5^\circ$, 9° , 10° ... 15° et nous avons également déterminé les valeurs corrigées $\log b'$ en retranchant de b la valeur du ciel nocturne atteinte pour $U = 15^\circ$. Les valeurs de $\log b$ figurent dans le tableau III qui a finalement servi pour porter ces luminances en fonction de la date afin de pouvoir examiner l'influence des Orionides (fig. 8).

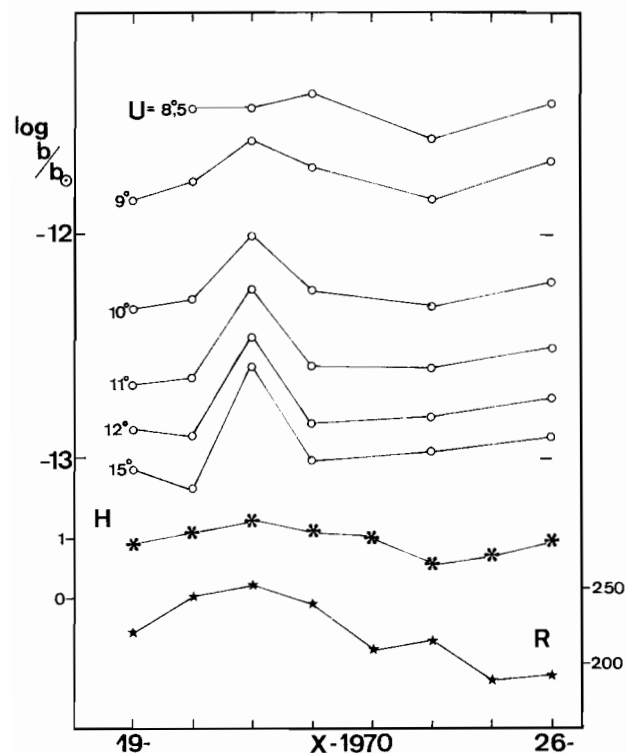


FIG. 8

Luminances crépusculaires en fonction de la date pour les différentes dépressions solaires, H les luminances du ciel nocturne d'après les estimations de Hoffmeister, R les fréquences des échos de radar d'après Millman.

9. DISCUSSION DES LUMINANCES CRÉPUSCULAIRES

Le but principal du projet MOAM-1 était de voir quelle est l'influence des Orionides sur la luminance du ciel crépusculaire. En effet, l'examen de la figure 8 montre que cette influence est très visible et se traduit par une augmentation d'environ de 100 % le 21 octobre par rapport au 20 octobre pris comme référence.

D'après la courbe détaillée des échos radar par Millman [1967], le crépuscule du soir du 21 octobre est tombé sensiblement sur le maximum de la courbe, mais le radiant se trouvait en ce moment au-dessous de l'horizon. Si la Lune n'avait pas empêché les observations matinales où le radiant était déjà levé,

on aurait pu sans doute obtenir un effet encore plus grand.

Notons encore que pour $8,5^\circ$ le maximum est retardé d'un jour, ce qui pourrait être dû à la durée de chute des aérosols depuis les niveaux supérieurs. Les régions directement éclairées par le Soleil s'étagent au-dessus de la limite d'ombre que nous avons admise formée par les rayons rasant à l'altitude de 5 km. Pour $U = 8,5^\circ$ cette limite se trouve vers 65 km et la durée de chute d'un jour depuis le niveau d'accrétion jusqu'à cette altitude correspondrait aux particules de densité 3 et inférieures à $0,8 \mu$ [LINK, 1969] ce qui rend l'explication du décalage tout à fait plausible.

On peut définir l'effet météorique sur le crépuscule par le rapport des luminances au maximum de l'essaim (Vol 3) et un jour avant (Vol 2) c'est-à-dire par :

$$M = \frac{b(3)}{b(2)} = \frac{R(3) + r(3) + m}{R(2) + r(2)} \quad (13)$$

où R sont les composantes de la diffusion primaire (élevée), r celles de la diffusion multiple (basse) et m la composante de la diffusion météorique.

On peut poser d'abord $R(3) = R(2)$ car l'influence de la nébulosité, variable le long des rayons éclairants, est sans importance par rapport aux variations de M trouvées, comme le montre l'examen du tableau I.

D'ailleurs, nous avons pu contrôler les variations de la nébulosité grâce aux images de la Terre obtenues à partir du satellite météorologique ITOS-1 et transmises avec l'interprétation météorologique par le Centre d'Études de Météorologie Spatiale à Lannion. D'après ces données, il ne semble pas avoir eu sur la région intéressée par les rayons éclairants (océan Atlantique entre les Açores et le Portugal) de variations importantes ou rapides des conditions nuageuses durant la période 19-26 octobre 1970.

Ensuite nous avons posé $r(3) = r(2)$ ce qui nous semble être une bonne approximation étant donné la faible valeur de la diffusion multiple au-dessus de 30 km. On obtient ainsi pour l'effet météorique :

$$M = 1 + \frac{m}{R(2) + r(2)} \quad (14)$$

Le rapport M doit donc augmenter avec la dépression solaire ou avec l'altitude car R et r diminuent rapidement tandis que pour m on peut d'abord supposer la constance et puis une diminution. Les valeurs de M (tableau III) le montrent clairement (fig. 7).

Nous avons comparé nos courbes crépusculaires d'une part avec la fréquence des échos radar obtenue par Millman et Mc Intosh [1964], et d'autre part avec les estimations de la luminance du ciel nocturne

par Hoffmeister [1960]. La montée de notre courbe et de celle de Hoffmeister vers le 26 octobre est sans doute due au début de l'activité des Taurides beaucoup plus étendue en temps que l'essaim des Orionides.

On peut comparer les luminances observées aux luminances calculées dans l'atmosphère de Rayleigh en supposant la diffusion primaire comme seule efficace au niveau des ballons (§ 3). D'après l'examen de la figure 6 on voit que pour $U > 9^\circ$ les luminances observées sont nettement supérieures à la théorie et que l'inverse a lieu pour $U < 9^\circ$. D'autre part les pentes des courbes observées sont inférieures à celles de la courbe théorique également pour $U < 9^\circ$. On a pu remarquer le même comportement d'après les vols à 25 km d'altitude [LINK et al., 1967]. Ces différences ne disparaissent pas, même si nous retranchons en guise de correction, à vrai dire un peu arbitraire, les luminances du ciel nocturne atteintes pratiquement à partir de $U = 15^\circ$.

Quant au mécanisme qui produit l'augmentation de la luminance sous l'influence des météores, on doit penser en premier lieu à la diffusion de la lumière solaire sur les aérosols météoriques. Ce mécanisme entre très probablement en jeu pour les dépressions $U < 11^\circ$ environ. A la fin du crépuscule, l'émission propre des couches atmosphériques serait à considérer. Cette émission serait donc favorisée par l'invasion des aérosols météoriques dans la haute atmosphère comme le semblent montrer les observations étendues de Hoffmeister [1960] et quelques observations relatées par Shefov [1968] concernant dans ces deux cas le ciel nocturne.

Pour faire distinction entre ces deux possibilités la méthode de la profondeur des raies de Fraunhofer serait utile car la diffusion ne doit pas modifier le profil d'une raie d'absorption, et par contre l'émission aura pour conséquence la diminution de sa profondeur.

10. PROFILS AZIMUTAUX

Après avoir obtenu la confirmation du premier point de notre hypothèse de travail mentionnée dans l'introduction, nous allons aborder à présent le second point, à savoir les profils azimutaux et leur variation éventuelle avec l'activité météorique. En effet, la rotation du photomètre visant le cercle à 30° du zénith permet d'obtenir les profils photométriques azimutaux pendant les différentes phases du crépuscule. Malheureusement, dans la situation du soir pendant la période de l'activité des Orionides, c'est-à-dire fin octobre, la Voie Lactée apporte à la fin du crépuscule quelques perturbations dont il faut tenir compte dans la discussion suivante.

Au début du crépuscule, c'est-à-dire entre les dépressions solaires de 8 à 9° environ, les profils présentent un maximum (fig. 9) qui se trouve forcé-

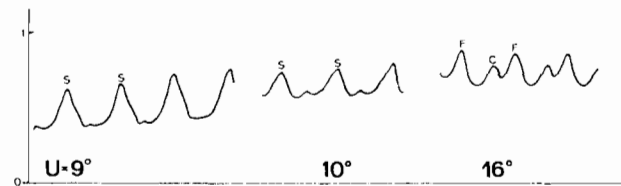


FIG. 9

Profils azimutaux du ciel à 30° du zénith enregistrés pendant les différentes phases du crépuscule. En ordonnées, les intensités en unités arbitraires; en abscisses, les azimuts S dans la direction du Soleil, F de la Flèche et C de Céphée.

ment dans l'azimut du Soleil et un minimum très plat à l'opposé où, à partir de 9° , un maximum secondaire commence à se dessiner. Le fond stellaire n'a pratiquement pas d'influence étant donné le rapport élevé crépuscule : ciel nocturne. Au début de la nuit, pour $U > 15^\circ$, seul le ciel nocturne intervient avec un maximum dans la Flèche et le maximum secondaire dans le Céphée qui n'est pas à 180° du premier. A partir de 10° environ, la transition entre ces deux cas commence à se produire et le maximum principal se déplace de l'ouest (Soleil) vers le sud (Flèche). De toute façon, le maximum secondaire pour $U < 11^\circ$ environ ne semble pas être d'origine stellaire dans cette phase du crépuscule car il est visible en août-septembre 1966 [LINK et al., 1967]. On le voit également sur les courbes en avril [ZACHAROV, 1969] et nous l'avons retrouvé au cours d'un vol technologique de MOAM-I en juin 1970.

Étant donné qu'à ces différentes époques de l'année la Voie Lactée occupait des positions différentes par rapport au cercle à 30° du zénith, l'origine du maximum secondaire n'est sûrement pas stellaire.

Examinons d'abord la possibilité d'intervention de la diffusion basse (= multiple). Sans trop compromettre la portée de notre discussion, on peut considérer, comme source de l'éclairement de la ligne de visée issue du ballon, le ciel crépusculaire au couchant concentré dans la région basse sur l'horizon dans le vertical solaire. L'éclairement produit par cette plage sera donc :

$$e = \bar{b}\Omega \quad (15)$$

où \bar{b} est la luminance moyenne et Ω l'angle solide de cette région vue du ballon. La luminance due à la diffusion de ce flux sera par analogie avec (1,2) :

$$r = 1.12 \times 10^{-6} m \bar{b} \Omega (1 + 0.92 \cos^2 \gamma) \quad (16)$$

où m (= 100 m) est la masse d'air suivant la ligne de visée et l'angle de diffusion s'obtient par (2) :

$$\cos \gamma = \sin \zeta \cos a = 0,5 \cos a \quad (17)$$

On peut tracer la courbe r en fonction de l'azimut a pour les différentes valeurs du rapport r/R de la diffusion primaire R et de la diffusion basse r , et déterminer ensuite le profil résultant $R + r$. Pour obtenir une valeur plausible du rapport r/R , on peut confronter le rapport des luminances observées à l'opposé (b_1) et dans la direction du Soleil (b_2) avec le rapport théorique des diffusions primaires R_2/R_1 calculées dans l'atmosphère de Rayleigh (§ n° 3). On a en effet :

$$b_1 = R_1 + r_1 \quad b_2 = R_2 + r_2 \quad (18)$$

d'où l'on tire d'abord :

$$\frac{r_2}{R_2} = \left(\frac{R_1 b_2}{R_2 b_1} - 1 \right) : \left(1 - \frac{b_2 r_1}{b_1 r_2} \right) \quad (19)$$

et comme $r_1/r_2 = 1$ d'après le schéma adopté plus haut, on trouve finalement :

$$\frac{r_2}{R_2} = \left(\frac{R_1 b_2}{R_2 b_1} - 1 \right) : \left(1 - \frac{b_2}{b_1} \right). \quad (20)$$

Si, par exemple, on a pour $U = 9^\circ$ en moyenne $b_2/b_1 = 1,5$ et $R_2/R_1 = 4,5$, la formule nous donne $r_2/R_2 = 1,3$. Sur la figure 10 nous avons tracé quelques profils pour les différentes valeurs du rapport r/R qui encadrent le profil observé.

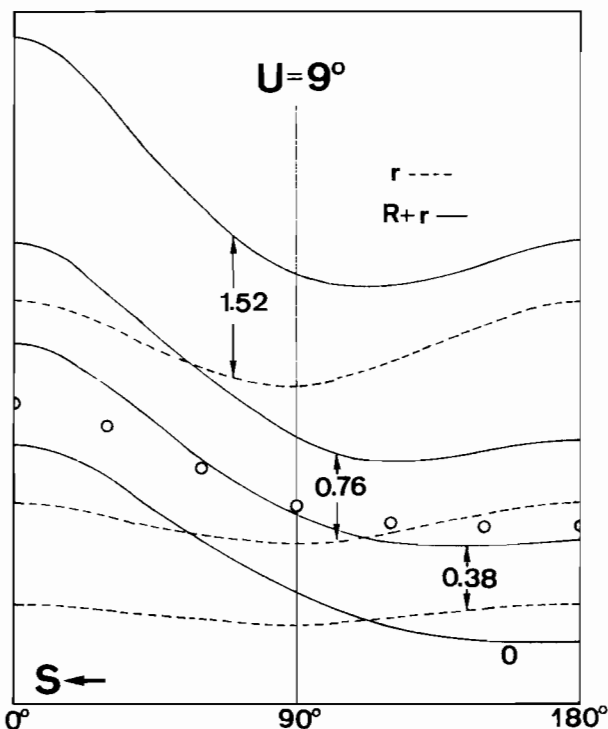


FIG. 10

Profils théoriques du ciel crépusculaire à 30° du zénith pour les différents rapports r/R de 0,38 à 1,52; \circ valeurs observées.

Pour que cette explication soit acceptée, il faut au moins estimer la grandeur de r_2 d'après la formule (27). Pour obtenir $R/r = 1$ à $U = 9^\circ$ où $R = 10^{-12} b_\odot$ il faut que le produit soit :

$$\bar{b}\Omega = 10^{-8}. \quad (21)$$

Une grande incertitude règne à propos de \bar{b} et de Ω . Adoptant $\bar{b} = 10^{-6} b_\odot$ ce qui correspond au ciel diurne [FABRY, 1927], on aurait $\Omega = 10^{-2}$ stéradian $= 33^\circ$ et avec $b = 10^{-8} b_\odot$ on obtient $\Omega = 1$ ou $1/6$ de l'hémisphère.

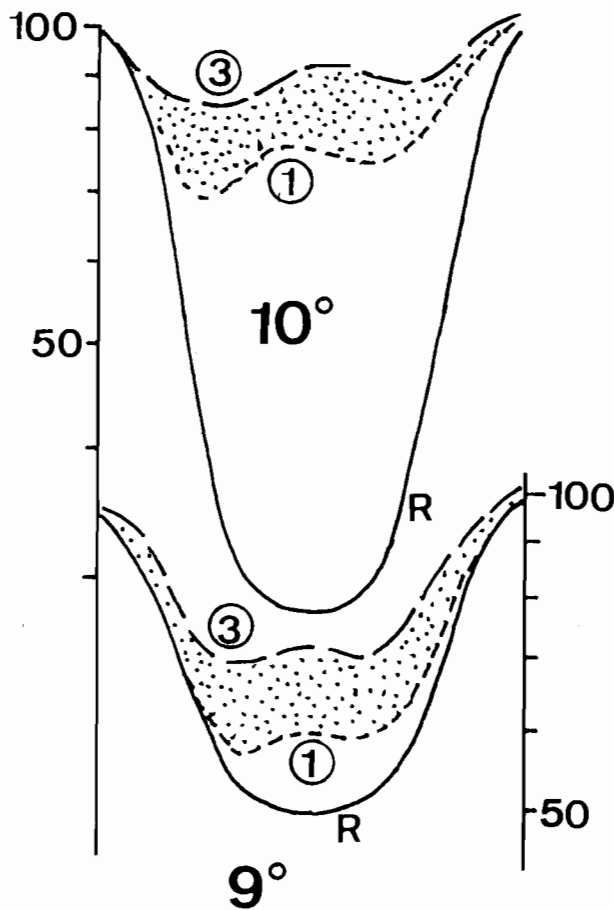


FIG. 11

Profils azimutaux du ciel crépusculaire obtenus lors des vols n° 1 (sans activité météorique) et n° 3 (maximum de l'activité), R le profil théorique pour les dépressions de 9° et 10° .

Telle serait restée la situation si nous n'avions pas comparé les différents crépuscules avec et sans activité météorique. Cette comparaison est montrée sur la figure 11. Si les profils du Vol 1 sont partiellement remplis (sans activité) les profils du Vol 3 (maximum de l'activité) montrent un remplissage beaucoup plus

important. C'est ainsi que se trouve vérifié le second point de notre hypothèse de départ énoncé dans le § n° 1. Autrement dit, une partie non négligeable du remplissage des profils azimutaux est due à l'activité météorique. Il est d'ailleurs facile d'en faire une simple analyse en définissant le degré de remplissage par le rapport :

$$d = \frac{b_1}{b_2} \quad (22)$$

ou bien :

$$d = \frac{R_1 + r_1 + m_1}{R_2 + r_2 + m_2} \quad (23)$$

Pendant la phase moyenne du crépuscule où la région de la haute atmosphère momentanément enrichie d'aérosols météoriques est encore en dehors de l'ombre terrestre on peut poser :

$$m_1 = m_2 \quad (24)$$

et nous aurons :

$$d = \frac{d_0 + \frac{m_2}{R_2 + r_2}}{1 + \frac{m_2}{R_2 + r_2}} \quad (25)$$

avec le degré de remplissage en dehors de l'activité météorique :

$$d_0 = \frac{R_1 + r_1}{R_2 + r_2} \quad (26)$$

Finalement on obtient :

$$d - d_0 = \frac{m_2}{R_2 + r_2} (1 - d_0) > 0 \quad (27)$$

donc l'augmentation de remplissage due à l'activité météorique.

Quant au remplissage permanent des profils, on peut l'attribuer pour les mêmes raisons à l'apport des

météores sporadiques et aussi à la diffusion basse juste au-dessus de 30 km d'altitude. Pour en décider, il faudrait effectuer des mesures simultanées à deux niveaux différents du même crépuscule, par exemple à 25 et 35 km. Étant donné le rapport des masses d'air et la diminution notable des restes de pollution atmosphérique on devrait s'attendre à la diffusion basse et au remplissage des profils plus faibles à 35 km. D'autre part, les mesures poussées vers l'extrémité rouge du spectre devraient avoir les mêmes conséquences.

12. CONCLUSIONS

Les conclusions de la campagne MOAM-I peuvent être exprimées dans les points suivants relatifs en toute rigueur aux Orionides 1970 seulement :

1. Au moment du maximum (21 octobre 1970) les luminances crépusculaires ont accusé une montée voisine ou supérieure à 100 % par rapport aux jours voisins.

2. Cette montée s'accroît, en valeur relative, en avançant dans la nuit.

3. Pour $U > 9^\circ$ les luminances crépusculaires sont généralement supérieures aux valeurs théoriques basées sur le modèle de U.S. Standard Atmosphere Supplements 1966 ou inférieures pour $U < 9^\circ$.

4. Les profils azimutaux du ciel crépusculaire à 30° du zénith sont en partie explicables par la combinaison de la diffusion primaire élevée et de la diffusion multiple basse, en particulier en ce qui concerne le maximum secondaire à l'opposé du Soleil.

5. L'amplitude du profil qui est inférieure à l'amplitude théorique calculée dans le modèle ci-dessus (3°) se trouve encore diminuée pendant le maximum de l'activité de l'essaim.

La campagne de MOAM-I fut exécutée dans le cadre des activités scientifiques de l'Institut d'Astrophysique à Paris et de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique à Bruxelles avec le concours du Centre de lancement de ballons du C.N.E.S. à Aire-sur-l'Adour et de l'Observatoire du Pic du Midi. Pendant notre travail et en cours de sa rédaction finale les discussions avec MM. Ackerman et Weill ont été de grande utilité. Qu'il nous soit permis de les en remercier tous.

Manuscrit reçu le 14 octobre 1971.

BIBLIOGRAPHIE

- CABANNES J., « La diffusion moléculaire de la lumière », Les Presses universitaires de France, Paris, 1929.
- FABRY Ch., « Introduction générale à la photométrie », Édité. Revue d'Optique, p. 41, Paris 1927.
- HOFFMEISTER C., "Interplanetare Materie und verstärktes Nachthimmelsleuchten," *Zeit. Astrophys.*, **49**, 233-242, 1960.
- HULBURT E. O., "Brightness of the twilight sky," *J. Opt. Soc. Amer.*, **28**, 227-236, 1938.
- JUNGE Chr. and MANSON J., "Stratospheric Aerosols Studies," *J. Geoph. Res.*, **66**, 2163-2181, 1961.
- LINK F., "Beleuchtungstafeln der Erdatmosphäre," *Mitt. Astr. Ges. Prag*, **6**, 1-7, 1941.
- LINK F., « Situation actuelle des recherches crépusculaires », *Bul. Astr. Inst. Czech.*, **1**, 135-140, 1949.
- LINK F., « Sur l'utilité des phénomènes crépusculaires pour l'exploration de la haute atmosphère », *Ann. Géoph.*, **25**, 551-553, 1969.
- LINK F., NEUŽIL L. et ZACHAROV I., « Mesures simultanées du ciel crépusculaire en ballon et au sol », *Ann. Géoph.*, **23**, 207-216, 1967.
- LINK F. et G. WEILL, en cours de rédaction.
- MILLMAN P. M., "Observational evidence of meteoritic complex," NASA, SP-150, 399-407, 1967.
- MILLMAN P. M. and MCINTOSH B. A., "Meteor radar statistics," *Canad. J. Phys.*, **42**, 1730-1742, 1964.
- ROZENBERG G. V., "Twilight," Plenum Press, New York, p. 252, 1966.
- SHEFOV N. N., "The behaviour of the upper atmosphere emission during high meteoric activity," *Plan. Space Sci.*, **16**, 134-136, 1968.
- VAN DE HULST H. C., "Scattering in the atmospheres of the Earth and Planets," dans Kuiper G. P. *The atmosphere of the Earth and Planets*, University Chicago Press, p. 84, 1949.
- VASSY E., Communication privée, 1967.
- ZACHAROV I., « Mesures crépusculaires au niveau de 25 mb », *Ann. Géoph.*, **25**, 555-561, 1969.