

Détermination des conditions de lancement de Spacelab en vue de satisfaire les exigences d'un projet d'expérience par spectrométrie d'absorption

Résumé Cette étude a pour objet de préciser les conditions d'observations de l'homosphère, entre 20 et 100 km, par la technique de la spectrométrie d'absorption exploitée à partir de Spacelab. Utilisant les éléments de l'orbite nominale prévue et adoptant l'époque de l'année et l'heure de lancement comme paramètres du problème, on établit le formulaire permettant le calcul des intervalles de temps propices aux observations, éléments utiles pour la définition d'une séquence de vol. On résout ensuite le problème du calcul des coordonnées géographiques des points de tangence du rayonnement solaire avec les niveaux limites; ainsi, il est montré que la couverture en latitude des observations dépend très étroitement des conditions de lancement. Enfin, on donne les expressions des angles de visée rapportés à un trièdre terrestre instantané, éléments intermédiaires nécessaires pour la fixation des angles de visée proprement dits, c'est-à-dire rapportés à un trièdre fixé au Spacelab.

Abstract This paper describes the conditions for observation by absorption spectroscopy of the homosphere between 20 and 100 km from a space platform such as Spacelab. Using the nominal orbital elements, and taking the launch date and time as parameters of the problem, formulae are established that give the data necessary for determining the flight plan. The geographical co-ordinates of the tangential points of the solar illumination boundaries are also calculated. Thus it is shown that the latitude coverage of the observations is closely related to launch conditions. Finally, expressions for the pointing angles referred to an instantaneous terrestrial trihedron are given. These angular elements are needed to determine the real pointing angles referred to a reference system linked to Spacelab.

Introduction

Dans le cadre du programme 'Spacelab', l'Institut d'Aéronomie spatiale de Belgique, en collaboration avec l'Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales (ONERA, France), a conçu un projet d'expérience utilisant la technique de la spectrométrie d'absorption: l'instrument choisi, en l'occurrence un spectromètre à grille, devrait mesurer les absorptions du rayonnement solaire par les différents constituants minoritaires de l'homosphère dans le domaine infrarouge du spectre compris entre 2 et 13 μm . La spectrométrie d'absorption est une méthode fondamentale pour étudier les constituants de l'atmosphère; elle a été exploitée abondamment dans les observations effectuées depuis le sol ou à partir d'avions ou de ballons stratosphériques. Mais ces diverses conditions particulières d'observation présentent une série de limitations très sévères aussi bien dans le temps que suivant les trois dimensions spatiales. Ces limitations sont dues principalement aux contraintes météorologiques et au nombre restreint des stations d'observations. Par contre, la couverture dans le temps et dans l'espace peut s'avérer beaucoup plus large si la même technique est utilisée à partir d'un véhicule spatial tel que le Spacelab.

Il est prévu que lors de la première mission, le Spacelab reste sur orbite pendant sept jours. Dans ces conditions, la couverture des observations dans l'espace dépendra des caractéristiques de l'orbite choisie, de l'heure de lancement ainsi que de l'époque de l'année. Le laboratoire spatial doit être lancé, en 1980, depuis Cap Kennedy, sur une orbite circulaire à 250 km d'altitude et inclinée à 57° par rapport au plan de l'équateur terrestre. L'objet de ce travail est de décrire la méthode de calcul des conditions d'observations en fonction de l'heure de lancement et de l'époque de l'année. Les résultats présentés dans cet article concernent uniquement la couverture en latitude.

Définition du problème

Les aspects géométriques du problème posé seront traités en admettant un Soleil ponctuel et une Terre sphérique de rayon R_T égal à 6370 km. Cependant, il convient de préciser que dans le calcul du mouvement du Spacelab, il sera tenu compte de la précession de l'orbite due à l'aplatissement du globe aux pôles.

En fait, l'expérience proposée consistera à pointer le Soleil à proximité du limbe de la Terre, la région atmosphérique à 'observer' s'étendant entre 20 et 100 km d'altitude. Les niveaux '20' et '100' sont, par conséquent, les niveaux limites inférieur et supérieur auxquels le rayonnement solaire doit raser le globe terrestre avant d'être reçu par le spectromètre. A chaque révolution comportant une occultation du Spacelab, ces conditions particulières d'observation seront rencontrées au cours des quelques instants précédant ou suivant l'occultation. Il s'agit en premier lieu de connaître la durée des observations, ce qui exige la détermination des instants $t(20)$ (ou $t'(20)$) et $t(100)$ (ou $t'(100)$) auxquels les niveaux '20' et '100' sont atteints par le rayonnement solaire avant l'occultation (ou après l'occultation). Ce problème se réduit à un problème d'occultation proprement dit lorsque fictivement le rayon de la Terre est augmenté de 20 et 100 km respectivement.

La couverture des observations en latitude et en longitude est également importante à connaître. Ainsi se pose le problème du calcul des coordonnées géographiques des points de tangence du rayonnement solaire avec les niveaux limites.

L'attitude du Spacelab par rapport à un système d'axes lié à son centre de masse est une donnée essentielle du problème. Une fois l'attitude fixée, il s'agit de s'assurer, par exemple, que l'empennage du véhicule ne soit pas un obstacle à la visée du Soleil au cours des périodes théoriquement propices aux observations. C'est pourquoi, il s'avère nécessaire de connaître également les angles de visée rapportés au système d'axes adopté.

Méthode de calcul Détermination des passages à l'équateur

Nous supposons que le lancement de Spacelab s'effectue au jour J et à l'instant t_0 (temps universel) depuis la base de Cap Kennedy. En admettant que le passage au

noeud ascendant N marque le début de chaque nouvelle résolution, nous pouvons convenir au niveau de la théorie que la première révolution est entamée à l'instant $t_{N,1}$ antérieur de quelques minutes à l'instant t_0 . L'instant $t_{N,1}$ et la longitude ouest correspondante $\lambda_{N,1}$ sont déterminées de telle sorte que l'application des lois du mouvement elliptique assurent un passage au-dessus de Cap Kennedy à l'instant t_0 . En procédant de cette manière, la phase propulsée du lancement est négligée. Les réserves qu'implique cette approximation quant aux résultats obtenus ne peuvent être sérieuses, sinon moindres que celles imputables aux imprécisions inévitables de la mise sur orbite proprement dite. Les paramètres $t_{N,1}$ et $\lambda_{N,1}$ étant connus, on déduit l'ascension droite du noeud ascendant Ω_1 par la relation:

$$\Omega_1 = \alpha_{\odot} + t_{N,1} - \lambda_{N,1} + E - 12h \quad (1)$$

où α_{\odot} et E désignent respectivement l'ascension droite du Soleil et l'équation du temps au jour J et à l'instant $t_{N,1}$.

Pour une révolution r quelconque, on a:

$$t_{N,r} = t_{N,1} + (r-1)P \quad (2)$$

$$\lambda_{N,r} = \lambda_{N,1} + \Delta\lambda_N(r-1) \quad (3)$$

$$\Omega_r = \Omega_1 + \Delta\Omega(r-1) \quad (4)$$

P désigne la période de révolution de Spacelab (89,3 mn). $\Delta\lambda_N$ est un coefficient traduisant la variation de la longitude du noeud ascendant au cours d'une révolution; cette variation résulte de la rotation du globe terrestre sur lui-même et du mouvement de précession de l'orbite: ainsi, $\Delta\lambda_N$ est donné par la relation:

$$\Delta\lambda_N = 0,25068P + \frac{10}{n} \left(\frac{R_E}{a} \right)^{3,5} \cos i \quad (5)$$

où le coefficient 0,25068 est l'angle de rotation (exprimé en degrés) du globe terrestre en une minute, la période P étant exprimée elle-même en minutes; n est le mouvement moyen; i et a désignent respectivement l'inclinaison et le rayon géocentrique de l'orbite; R_E est le rayon équatorial du globe terrestre.

Le coefficient $\Delta\Omega$ désigne la variation de Ω au cours d'une révolution; son expression est donnée par le second terme, changé de signe, du second membre de la formule (5).

Détermination des périodes propices aux observations

Le problème général à résoudre est celui de la détermination des instants $t_r(z)$ et $t'_r(z)$ auxquels, lors d'une révolution quelconque r , le rayonnement solaire observé rase le niveau d'altitude z . Par la suite, nous laisserons tomber l'indice r afin d'alléger l'écriture. Comme nous l'avons déjà mentionné, ce problème se réduit à un problème d'occultation si l'on adopte une Terre fictive de rayon $R = R_T + z$ ($R_T = 6370$ km). Dans une première étape, on admet qu'en l'espace d'une révolution, le Soleil et le plan de l'orbite restent fixes par rapport à un système d'axes géocentrique non en rotation.

Soit u l'angle géocentrique entre le noeud ascendant N et le véhicule spatial S , mesuré à partir du noeud dans le sens du mouvement (Fig. 1). Au cours de chaque révolution r , les points de l'orbite marquant le début et la fin de l'occultation sont fixés par des valeurs particulières de cet angle. Ces dernières, en l'occurrence u et u' , s'obtiennent à partir de la relation¹:

$$\cos(u - \theta_{\odot}) = \cos(u' - \theta_{\odot}) = - \frac{R}{a \sin \eta} \sqrt{\frac{a^2}{R^2} - 1} \quad (6)$$

η est l'angle que fait le rayon vecteur Terre-Soleil OA avec la normale OK au plan

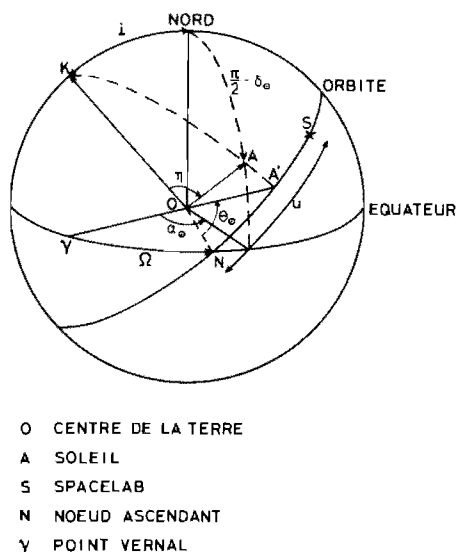


Figure 1. Représentation des angles η et θ_{\odot} .

orbitale orientée dans le sens du moment cinétique. θ_0 est l'angle géocentrique entre le noeud ascendant N et la projection orthogonale OA' du rayon OA dans le plan orbital.

Par suite de la symétrie, les angles $(u - \theta_0)$ et $(u' - \theta_0)$ appartenant aux deuxième et troisième quadrants sont liés par la relation

$$(u - \theta_0) = 360^\circ - (u' - \theta_0) \quad (7)$$

Les angles η et θ_0 sont calculés en appliquant les formules classiques de la trigonométrie sphérique:

$$\cos \eta = \cos i \sin \delta_0 - \sin i \cos \delta_0 \sin (\alpha_0 - \Omega) \quad (8)$$

$$\cos \theta_0 = \frac{\cos (\alpha_0 - \Omega) \cos \delta_0}{\sin \eta} \quad (9)$$

où δ_0 est la déclinaison du Soleil. Les paramètres α_0 , δ_0 et Ω sont évalués à l'instant t_N du passage au noeud ascendant de la révolution considérée.

Pour $\cos \theta_0 > 0$, θ_0 appartiendra au premier quadrant si la condition

$$- \arcsin (\operatorname{tg} i \operatorname{tg} \delta_0) < \alpha_0 - \Omega < 90^\circ$$

est satisfaite, $\arcsin (\operatorname{tg} i \operatorname{tg} \delta_0)$ étant toujours pris dans le premier quadrant.

Pour $\cos \theta_0 < 0$, θ_0 appartiendra au deuxième quadrant si la condition

$$90^\circ < \alpha_0 - \Omega < 180^\circ + \arcsin (\operatorname{tg} i \operatorname{tg} \delta_0)$$

est vérifiée.

De la connaissance des angles u et u' , on peut déduire les instants $t(z)$ et $t'(z)$ définis précédemment. On a

$$\left. \begin{aligned} t(z) &= t_N + \frac{u}{360} P \\ t'(z) &= t_N + \frac{u'}{360} P \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Les angles u et u' , exprimés en degrés, sont calculés avec les valeurs des paramètres α_0 , δ_0 et Ω à l'instant t_N . Ces valeurs sont maintenues au cours de la révolution. Cependant, il s'agira par la suite de déterminer certains angles, aux instants $t(z)$ et $t'(z)$, qui impliquent une connaissance très précise des positions du Soleil, de l'orbite et du Spacelab. En particulier, le temps (basé sur la position du Soleil) ainsi que les paramètres fixant ces positions doivent constituer un système cohérent. C'est pourquoi, le formalisme développé ci-dessus est appliqué une nouvelle fois avec les valeurs des paramètres α_0 , δ_0 et Ω se rapportant successivement aux instants $t(z)$ et $t'(z)$. Les nouvelles valeurs obtenues pour u , u' , $t(z)$ et $t'(z)$ sont considérées comme définitives. Les écarts aux premiers résultats se mesurent en dixièmes de degré et dixièmes de minutes de temps, et ne justifient pas une nouvelle itération.

Détermination de la couverture des observations

Soient T et T' les points de tangence du rayonnement solaire avec le niveau (z) , relatifs respectivement aux instants $t(z)$ et $t'(z)$. A la Figure 2, nous avons représenté sur la sphère unitaire les positions relatives du Soleil (A), de Spacelab (S) et d'un point de tangence (T).

Soient (ϕ_S, λ_S) et (ϕ_T, λ_T) les latitudes et longitudes ouest des points S et T . On peut déduire aisément les relations suivantes:

$$\sin \phi_T = \frac{\sin \phi_S + \sin D \sin \delta_0}{\cos D} \quad (11)$$

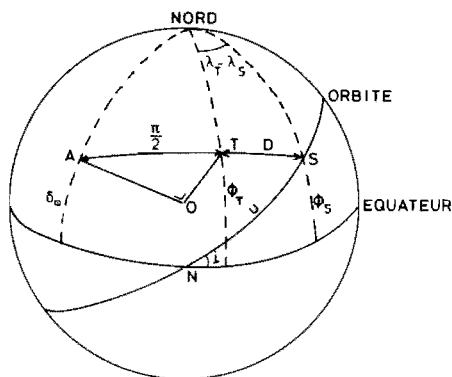


Figure 2. Représentation des positions relatives du Spacelab (S), du Soleil (A) et du point de tangence (T).

et

$$\lambda_T = \lambda_S \pm \arccos \left(\frac{\cos D - \sin \phi_S \sin \phi_T}{\cos \phi_S \cos \phi_T} \right) \quad (12)$$

où D désigne la dépression solaire locale au point S ; lorsque l'altitude z du point de tangence est fixée, la dépression solaire est une constante dont la valeur s'obtient en appliquant la formule

$$D = \arccos \left(\frac{R_T + z}{a} \right) \quad (13)$$

Les signes $+$ ou $-$ sont adoptés suivant que la différence de longitudes entre le Soleil et le Spacelab ($\lambda_{\odot} - \lambda_S$) est inférieure ou supérieure à 180° .

La détermination de ϕ_T et λ_T implique la connaissance préalable de la latitude ϕ_S et de la longitude λ_S . Ces éléments sont donnés par les relations

$$\sin \phi_S = \sin i \sin u \quad (14)$$

$$\lambda_S = \lambda_N - \arcsin (\cotg i \operatorname{tg} \phi_S) + \left[0,25068 + \frac{1}{144} \left(\frac{R_E}{a} \right)^{3,5} \cos i \right] [t(z) - t_N] \quad (15)$$

où le second terme du second membre tient compte du mouvement en longitude du Spacelab; les troisième et quatrième termes représentent respectivement les contributions dues à la rotation du globe terrestre et à la précession de l'orbite; la différence de temps est exprimée en minutes.

La connaissance des coordonnées géographiques des points T et T' pour chaque révolution permet de préciser la couverture des observations.

Détermination des angles de visée

Soit un système d'axes (S, x, y, z) fixé au centre de masse S de Spacelab (Fig. 3). Les axes Sx et Sz sont situés dans le plan orbital dirigés respectivement suivant le vecteur vitesse v et le rayon vecteur géocentrique OS . L'axe Sy est normal au plan de l'orbite et orienté suivant le sens du vecteur moment cinétique. La direction du Soleil par rapport à ce système d'axes peut être définie par deux angles de visée: d'une part, l'angle de gisement G mesuré dans le plan horizontal local (Sx, Sy) et compté à partir de l'axe Sx positivement vers l'axe Sy et, d'autre part, l'angle de site H compté à partir du plan horizontal positivement vers l'axe Sz . Soit un second système d'axes $(O; X, Y, Z)$ fixé au centre de la Terre; les axes OX et OY sont situés dans le plan équatorial, l'axe OX orienté vers le point vernal. L'axe OZ est dirigé vers le pôle nord.

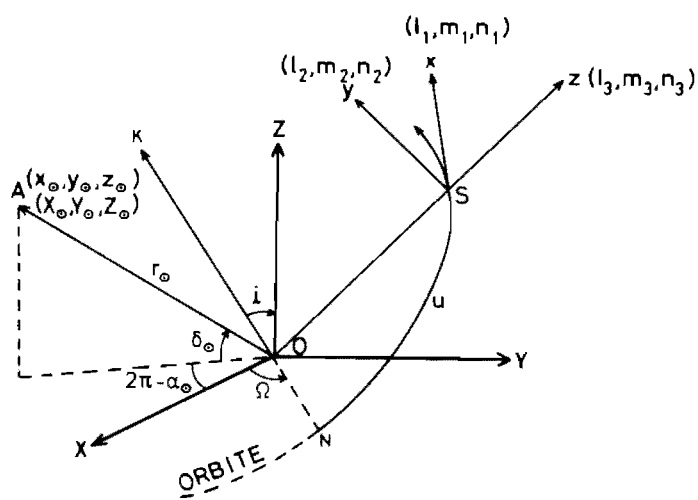


Figure 3. Représentation des systèmes d'axes $(O; X, Y, Z)$ liés au centre de la Terre O et $(S; x, y, z)$ liés au centre de masse S du Spacelab.

La détermination des angles G et H est effectuée en considérant négligeable le rayon de l'orbite du Spacelab par rapport à la distance Terre-Soleil r_{\odot} , ce qui revient à admettre que les deux systèmes d'axes ont la même origine dans les formules de transformation des coordonnées d'un système d'axes à l'autre. Si (l_1, m_1, n_1) , (l_2, m_2, n_2) et (l_3, m_3, n_3) désignent respectivement les cosinus directeurs des axes Sx , Sy et Sz par rapport aux axes OX , OY et OZ , nous pouvons écrire les relations suivantes

$$\left. \begin{aligned} x_{\odot} &= l_1 X_{\odot} + m_1 Y_{\odot} + n_1 Z_{\odot} \\ y_{\odot} &= l_2 X_{\odot} + m_2 Y_{\odot} + n_2 Z_{\odot} \\ z_{\odot} &= l_3 X_{\odot} + m_3 Y_{\odot} + n_3 Z_{\odot} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

On a, d'autre part,

$$\left. \begin{aligned} x_{\odot} &= r_{\odot} \cos H \cos G \\ y_{\odot} &= r_{\odot} \cos H \sin G \\ z_{\odot} &= r_{\odot} \sin H \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} X_{\odot} &= r_{\odot} \cos \alpha_{\odot} \cos \delta_{\odot} \\ Y_{\odot} &= r_{\odot} \sin \alpha_{\odot} \cos \delta_{\odot} \\ Z_{\odot} &= r_{\odot} \sin \delta_{\odot} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= -\cos \Omega \sin u - \sin \Omega \cos u \cos i \\ m_1 &= -\sin \Omega \sin u + \cos \Omega \cos u \cos i \\ n_1 &= \cos u \sin i \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} l_2 &= \sin \Omega \sin i \\ m_2 &= -\cos \Omega \sin i \\ n_2 &= \cos i \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} l_3 &= \cos \Omega \cos u - \sin \Omega \sin u \cos i \\ m_3 &= \sin \Omega \cos u + \cos \Omega \sin u \cos i \\ n_3 &= \sin u \sin i \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

La combinaison des systèmes (16) à (21) conduit aux trois formules suivantes donnant les angles recherchés H et G .

$$\begin{aligned} \sin H &= \cos \delta_{\odot} \cos \alpha_{\odot} (\cos \Omega \cos u - \sin \Omega \sin u \cos i) \\ &\quad + \cos \delta_{\odot} \sin \alpha_{\odot} (\sin \Omega \cos u + \cos \Omega \sin u \cos i) + \sin \delta_{\odot} \sin u \sin i \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \cos G &= \frac{1}{\cos H} [-\cos \delta_{\odot} \cos \alpha_{\odot} (\cos \Omega \sin u + \sin \Omega \cos u \cos i) + \cos \delta_{\odot} \sin \alpha_{\odot} \\ &\quad (-\sin \Omega \sin u + \cos \Omega \cos u \cos i) + \sin \delta_{\odot} \cos u \sin i] \end{aligned} \quad (23)$$

$$\sin G = \frac{1}{\cos H} (\cos \delta_0 \cos \alpha_0 \sin \Omega \sin i - \cos \delta_0 \sin \alpha_0 \cos \Omega \sin i + \sin \delta_0 \cos i) \quad (24)$$

Il convient de remarquer que l'angle H n'est autre que la dépression D changée de signe dont l'expression (13) est rigoureuse bien que manifestement plus simple. Une comparaison des résultats permet d'évaluer la précision de la méthode exposée et, en particulier, la cohérence des paramètres qui interviennent. Enfin, lorsque seront précisées l'attitude du Spacelab au cours du temps ainsi que la position du spectrometrie sur la palette, des transformations appropriées permettront de déterminer les angles de visée définitifs H' et D' rapportées cette fois à un trièdre fixé au vaisseau spatial.

La couverture des observations en latitude est représentée aux Figures 4 à 6 dans l'hypothèse où les observations s'effectuent au cours de 115 révolutions successives, soit approximativement pendant 7 jours, à trois époques particulières de l'année: l'équinoxe de mars et les solstices de juin et décembre. L'heure de lancement exprimée en temps universel, autre paramètre essentiel du problème, est reportée suivant l'axe des abscisses. Les observations se rapportent à l'altitude z de 20 km. Enfin, il convient de préciser que la couverture des observations effectuées peu avant l'occultation (coucher) est délimitée par les courbes en traits interrompus; les courbes en traits pleins précisent les limites de la couverture des observations effectuées peu après l'occultation (lever). Les flèches indiquent le sens de variation de la latitude au cours des 115 révolutions.

La Figure 4 montre qu'à l'équinoxe de mars, la couverture la plus étendue est assurée pour des heures de lancement proches de 0 h 30, 3 h 30, 12 h 30 et 15 h 30: dans les deux premiers cas, les observations couvrent davantage l'hémisphère nord (0 à 60°) que l'hémisphère sud (0 à -30°). L'inverse se produit dans les deux autres cas. Par ailleurs, pour des lancements intervenant à 2 h et 14 h, un même domaine de latitudes est balayé à deux reprises: 0 à 50° nord (à 2 h) et 0 à 50° sud (à 14 h). Dans la pratique, ces conclusions sont également valables pour l'équinoxe de septembre. La couverture pour un lancement effectué à l'époque du solstice de juin est montrée à la Figure 5. On remarque que pour des heures de lancement comprises entre 0 h et 4 h, elle présente une échancrure de 10 à 20 degrés due, en fait, aux périodes de non-occultation qui se manifestent dans ces conditions particulières de lancement; ainsi, pour un lancement fixé à 3 h 30, le phénomène d'occultation cesse dès la révolution no. 81. Par contre, pour un lancement effectué à 1 h 30, il faut attendre la révolution no. 72 pour que l'occultation se produise. Pour des lancements fixés entre 1 h 30 et 2 h 30, les périodes de non-occultation se situent à l'intérieur même de l'intervalle de sept jours adopté comme durée de l'expérience. Bien qu'échancrée par les périodes de non occultation, la couverture s'avère néanmoins la plus large pour des heures de lancement comprises entre 0 h et 4 h. Il convient de signaler qu'elle est importante également pour des lancements effectués à 12 h 30 et 15 h 30. Enfin, un même domaine de latitudes est balayé à deux reprises si l'on fixe le lancement à 2 h ou 14 h.

Les remarques précédentes s'imposent également à l'examen de la Figure 6 relative au solstice de décembre; on relève, toutefois, un décalage de 12 h entre les heures de lancement assurant une couverture pratiquement identique en amplitude. D'autre part, en décembre, l'échancrure de la couverture, due aux périodes de non-occultation, est observée dans l'hémisphère sud.

La Figure 7 montre, pour le solstice de décembre, la variation de la latitude des observations au fil des révolutions. Quatre heures de lancement ont été sélectionnées: 1 h 30, 3 h 30, 12 h et 15 h; les deux dernières donnent lieu à une couverture très large des observations, l'une au début de l'occultation, l'autre à la fin de l'occultation. Il apparaît que, dans ces deux cas, les observations ne sont pas également distribuées en latitude; ainsi, pour un lancement effectué à 15 h, la latitude décroît de +36° à +27° au cours des vingt premières révolutions alors qu'elle varie de +12° à -27° entre les révolutions no. 40 et 60. Par contre, pour des heures de

La couverture en latitude: résultats

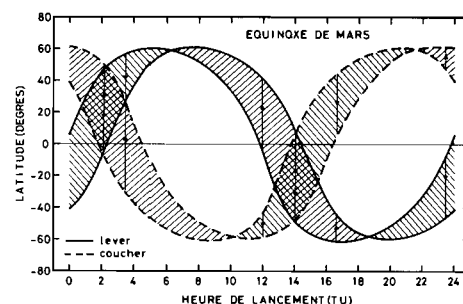


Figure 4. Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km en fonction de l'heure de lancement et pour l'équinoxe de mars. La période des observations s'étend sur 115 révolutions. Les courbes en traits pleins et interrompus précisent les limites de la couverture respectivement au lever et au coucher du Soleil. Les flèches indiquent le sens de variation de la latitude.

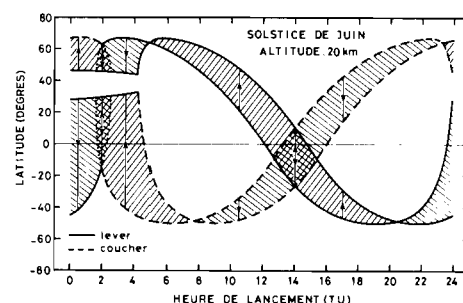


Figure 5. Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km, en fonction de l'heure de lancement et pour le solstice de juin.

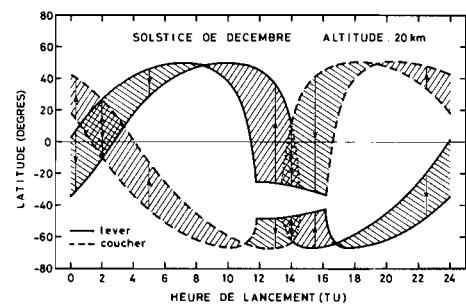
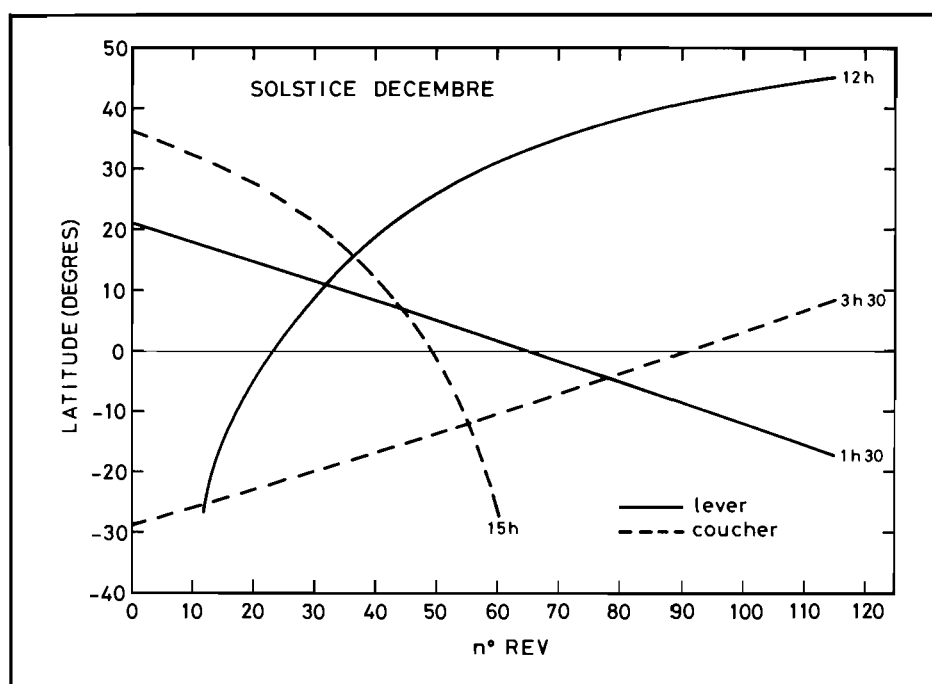


Figure 6. Couverture en latitude des observations à l'altitude de 20 km, en fonction de l'heure de lancement et pour le solstice de décembre.

Figure 7. Variation de la latitude des observations à 20 km, au solstice de décembre et pour quatre heures de lancement différentes (1 h 30, 3 h 30, 12 et 15 h).



lancement fixées à 1 h 30 et 3 h 30, la variation de la latitude avec le temps est linéaire. Ces constatations peuvent revêtir une certaine importance lorsqu'il s'agira de choisir les conditions de lancement en fonction des critères imposés par l'expérience projetée.

Conclusions

Ce travail a montré que les conditions d'observations de l'homosphère par la technique de la spectrométrie d'absorption exploitée à partir d'un véhicule spatial dépend très étroitement des paramètres fixant les conditions de lancement, à savoir l'époque de l'année et l'heure de lancement. En particulier, la couverture en latitude étant très sensible à l'heure de lancement, il s'agira de bien préciser au départ les exigences que l'on souhaite rencontrer dans le cadre de l'expérience projetée.

Remerciements

Je remercie M. Rosseeuw qui a assuré la mise au point du programme des calculs sur ordinateur.

Référence

1. Wyatt S P 1961, The effect of radiation pressure on the secular acceleration of satellites, *Smith. Astrophys. Obs., Spec. Rep.*, **60**, 16.