

## RECOMMANDATION UIT-R P.531-9

**Données de propagation ionosphérique et méthodes de prévision requises pour la conception de services et de systèmes à satellites**

(Question UIT-R 218/3)

(1978-1990-1992-1994-1997-1999-2001-2003-2005-2007)

**Domaine de compétence**

La Recommandation UIT-R P.531 décrit une méthode d'évaluation des effets de propagation ionosphérique sur des trajets Terre-espace à des fréquences de 0,1 à 12 GHz. Les effets ci-après peuvent se produire sur un trajet Terre-espace lorsque le signal traverse l'ionosphère:

- rotation du plan de polarisation (rotation de Faraday) provoquée par l'interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu ionisé dans le champ magnétique terrestre le long du trajet;
- temps de propagation de groupe du signal dû au contenu électronique total (CET) accumulé le long du trajet;
- fluctuation rapide d'amplitude et de phase (scintillations) du signal due à de petites structures irrégulières dans l'ionosphère;
- modification de l'angle d'arrivée apparent due à la réfraction;
- effets Doppler dus à la non-linéarité des rotations du plan de polarisation et des retards.

Les données et les méthodes décrites dans la présente Recommandation s'appliquent à la planification des systèmes à satellites, compte tenu des étendues de validité indiquées dans l'Annexe 1.

L'Assemblée des radiocommunications de l'UIT,

*considérant*

- a) que l'ionosphère exerce des effets notables sur la propagation, à des fréquences jusqu'au moins 12 GHz;
- b) que ces effets peuvent être particulièrement significatifs pour des services différents de ceux offerts par les satellites en orbite géostationnaire à des fréquences inférieures à 3 GHz;
- c) que des données expérimentales ont été présentées et/ou que des méthodes de modélisation ont été mises au point qui permettent de prévoir les paramètres de propagation ionosphérique nécessaires pour la planification des systèmes à satellites;
- d) que les effets ionosphériques peuvent avoir une influence sur la conception du réseau numérique à intégration de services (RNIS) et des autres systèmes de radiocommunication comportant des engins spatiaux;
- e) que ces données et méthodes ont été jugées applicables, compte tenu de la variabilité naturelle des phénomènes de propagation, à la planification de systèmes à satellites,

*recommande*

**1** d'adopter, pour la planification des systèmes à satellites, les données et méthodes dont la préparation et le développement sont exposés dans l'Annexe 1, compte tenu des étendues de validité indiquées à ce propos dans cette Annexe.

## Annexe 1

### 1 Introduction

La présente Annexe traite des effets de propagation ionosphérique sur les trajets Terre-espace. Du point de vue de la conception d'un système, on peut résumer comme suit les conséquences de ces effets:

- a) le contenu électronique total (CET) accumulé le long d'un trajet de transmission du service mobile par satellite (SMS) pénétrant l'ionosphère provoque une rotation du plan de polarisation (ou rotation de Faraday) de la porteuse SMS, un retard du signal et une modification de l'angle d'arrivée apparent, due à la réfraction;
- b) des taches ionosphériques à localisation aléatoire, communément appelées irrégularités ionosphériques, provoquent également des rotations et des retards supplémentaires et aléatoires, que l'on ne peut décrire qu'en termes stochastiques;
- c) du fait que les rotations et retards dus à la densité électronique ne dépendent pas linéairement de la fréquence, et que les irrégularités ionosphériques localisées ont un mouvement apparent d'entrée et de sortie par rapport au trajet de liaison (ce qui provoque des effets Doppler) les phénomènes décrits en a) et b) se traduisent également par une dispersion ou par une distorsion de la vitesse de groupe des porteuses SMS;
- d) par ailleurs, les irrégularités ionosphériques localisées agissent aussi comme des lentilles convergentes et divergentes qui focalisent et défocalisent les ondes radioélectriques. Ces effets sont communément appelés scintillations. Ils affectent l'amplitude, la phase et l'angle d'arrivée du signal SMS.

En raison de la complexité de la physique de l'ionosphère, il n'est pas toujours possible de résumer rapidement, en simples formules analytiques, les paramètres système affectés par les effets ionosphériques indiqués ci-dessus. La présentation des données correspondantes sous forme de tableaux et/ou de graphes complétés par d'autres descriptions ou spécifications constitue la meilleure façon d'aborder ces effets, à toutes fins utiles.

Si l'on considère les effets de propagation en terme de conception des SMS aux fréquences inférieures à 3 GHz, l'on doit reconnaître:

- e) que les effets de propagation, que l'on connaît normalement dans le sens espace-Terre à cause des hydrométéores, ne sont pas significatifs par rapport aux effets indiqués en § f) et h);
- f) que les effets de trajets multiples à proximité de la surface, en présence d'obstacles naturels ou artificiels et/ou à de faibles angles d'élévation, sont toujours critiques;

- g) que les effets de trajets multiples à proximité de la surface varient d'un lieu à un autre et qu'ils ne sont donc pas prédominants dans la conception globale du système SMS lorsqu'il faut traiter les facteurs de propagation à l'échelle planétaire;
- h) que les effets ionosphériques sont les facteurs de propagation les plus significatifs à prendre en considération lors de la conception d'un système SMS à l'échelle planétaire.

## 2 Rappel

Due au rayonnement solaire, l'ionosphère de la Terre se compose de plusieurs régions d'ionisation. A toutes fins utiles de radiocommunication, on a distingué dans l'ionosphère les régions D, E et F ainsi que l'ionisation supérieure. Ces régions apportent une contribution au CET qui est réparti entre un satellite et les stations terminales au sol.

Dans chaque région, le milieu ionisé n'est ni homogène dans l'espace ni stationnaire dans le temps. Grosso modo, le bruit de fond ionique présente des variations relativement régulières (cycles solaires journalier, saisonnier et undécennal). Ce bruit est très dépendant des lieux géographiques et de l'activité géomagnétique. Le bruit de fond ionique est toujours complété par des structures non stationnaires, hautement dynamiques et à petite échelle, appelées irrégularités. Aussi bien le bruit de fond ionique que les irrégularités dégradent les ondes radioélectriques. Par ailleurs, le bruit de fond ionique et les irrégularités ionosphériques établissent une relation entre l'indice de réfraction et la fréquence, et rendent donc le milieu dispersif.

## 3 Principales dégradations dues aux bruits de fond ioniques

Certains effets ionosphériques, comme la réfraction, la dispersion et le temps de propagation de groupe, sont proportionnels au CET; la rotation de Faraday lui est, elle aussi, sensiblement proportionnelle, l'effet des contributions de différentes portions du trajet étant pondéré par la composante longitudinale du champ magnétique. Une connaissance du CET permet donc de faire une estimation quantitative de nombreux et importants effets de l'ionosphère.

### 3.1 CET

Désigné par  $N_T$ , le CET peut être évalué par la formule suivante:

$$N_T = \int_s n_e(s) ds \quad (1)$$

où:

$s$ : trajet de propagation (m)

$n_e$ : concentration des électrons (él/m<sup>3</sup>).

Même lorsque l'on connaît précisément le trajet de propagation, l'évaluation du contenu  $N_T$  est difficile parce que le terme  $n_e$  est soumis aux variations journalières, saisonnières et undécennales.

Aux fins de modélisation, la valeur du CET est habituellement rapportée à un trajet zénithal ayant une section droite de 1 m<sup>2</sup>. Le CET de cette colonne verticale peut varier entre 10<sup>16</sup> et 10<sup>18</sup> él/m<sup>2</sup>, la valeur de crête apparaissant dans la partie d'éclairement solaire journalier.

Pour estimer la valeur du CET, on peut suivre soit une procédure fondée sur le modèle d'ionosphère de référence internationale (IRI), soit une procédure plus souple, qui convient également pour une évaluation en oblique du CET, fondée sur la méthode NeQuick. Les deux procédures sont présentées ci-après.

### 3.1.1 Méthode IRI

L'ionosphère médiane mensuelle normalisée est le modèle IRI-95 (modèle IRI du COSPAR-URSI). Lors de périodes d'activité solaire faible à modérée, des techniques numériques peuvent être utilisées afin de calculer des valeurs pour tout ensemble choisi de lieu, temps et altitude jusqu'à 2000 km. Durant des périodes de forte activité solaire, des problèmes peuvent toutefois apparaître dans l'évaluation du CET lorsqu'on utilise le modèle IRI-95. Dans la plupart des cas, on peut estimer le CET en multipliant la valeur maximale de la densité électronique par une valeur d'épaisseur de couche équivalente égale à 300 km.

### 3.1.2 Méthode NeQuick

La distribution de la densité électronique donnée par le modèle est représentée par une fonction continue, qui est également continue au niveau de toutes les dérivées premières de l'espace. Elle se décompose en deux parties: la partie basse (au-dessous du maximum de la couche F2) et la partie haute (au-dessus du maximum de la couche F2). L'altitude du maximum de la couche F2 se calcule à partir des valeurs de  $M(3000)F2$  et du ratio  $foF2/foE$  (voir la Recommandation UIT-R P.1239).

La partie basse est décrite par des couches semi-Epstein représentant E, F1 et F2. La partie haute de la couche F est également une couche de type semi-Epstein avec un paramètre d'épaisseur dépendant de l'altitude. Le modèle NeQuick donne la densité électronique et le CET le long de trajets arbitraires sol-satellite ou satellite-satellite.

Le programme informatique et les fichiers de données associés sont disponibles auprès du Bureau des radiocommunications.

### 3.1.3 Précision des modèles

La précision des modèles NeQuick et IRI est évaluée dans des documents publiés parallèlement à la base de données sur la propagation transionosphérique. Ces documents sont accessibles sur la partie du site web de l'UIT-R concernant la Commission d'études 3 des radiocommunications.

## 3.2 Rotation de Faraday

Lors de sa propagation dans l'ionosphère, une onde à polarisation rectiligne subit une rotation graduelle de son plan de polarisation à cause de la présence du champ géomagnétique et de l'anisotropie du plasma ambiant. L'ordre de grandeur de la rotation de Faraday,  $\theta$ , dépend de la fréquence de l'onde radioélectrique, de l'intensité du champ magnétique et de la densité électronique du plasma, selon la formule suivante:

$$\theta = 2,36 \times 10^{-14} \frac{B_{av} N_T}{f^2} \quad (2)$$

où:

$\theta$ : angle de rotation (rad)

$B_{av}$ : intensité moyenne du champ magnétique terrestre ( $Wb \cdot m^2$  ou Teslas)

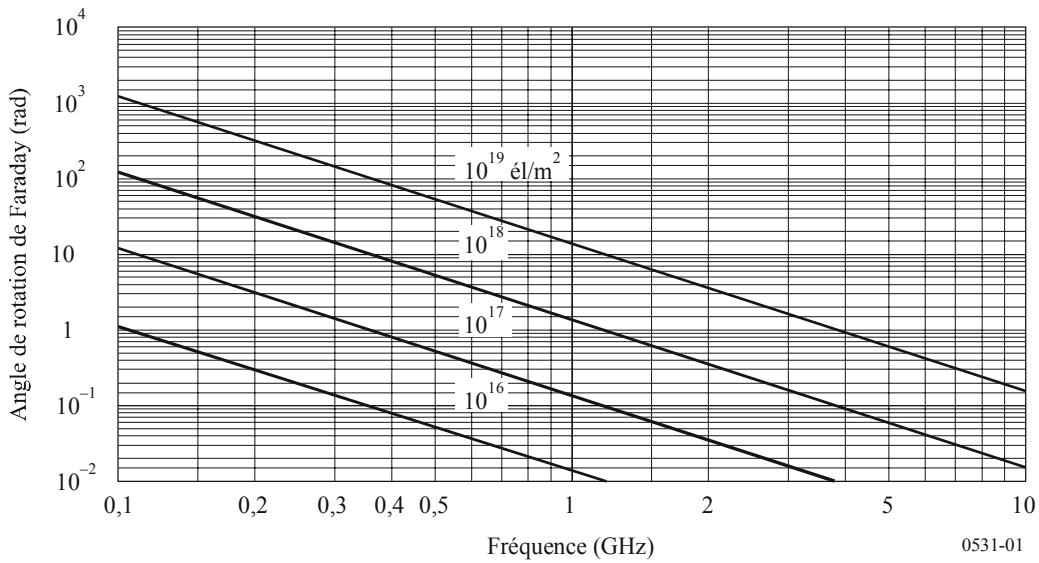
$f$ : fréquence de l'onde (GHz)

$N_T$ : CET (électrons  $\cdot m^{-2}$ ).

Les valeurs typiques de l'angle  $\theta$  sont représentées dans la Fig. 1.

FIGURE 1

Rotation de Faraday en fonction du CET et de la fréquence



La rotation de Faraday est ainsi inversement proportionnelle au carré de la fréquence et proportionnelle à l'intégrale du produit de la densité électronique par la composante du champ magnétique terrestre le long du trajet de propagation. Sa valeur médiane, pour une fréquence donnée, a un comportement journalier, saisonnier et undécennal très régulier et prévisible. Cette composante régulière de la rotation de Faraday peut donc être compensée par un réglage manuel de l'angle d'inclinaison du plan de polarisation, à l'antenne de la station terrestre. Cependant, de grands écarts peuvent se produire par rapport à ce comportement régulier pour de faibles pourcentages du temps à la suite d'orages géomagnétiques et, dans une moindre mesure, de perturbations ionosphériques itinérantes à grande échelle. Ces écarts ne peuvent être prévus à l'avance. Des fluctuations intenses et rapides de la rotation de Faraday affectant des signaux émis en ondes métriques ont été associées à des scintillations respectivement fortes et rapides, en des emplacements situés au voisinage des crêtes de l'anomalie équatoriale.

La discrimination par polarisations croisées (XPD) (dB), pour des antennes alignées, est liée à l'angle de rotation de Faraday,  $\theta$ , par la relation suivante:

$$XPD = -20 \log (\operatorname{tg} \theta) \tag{3}$$

### 3.3 Temps de propagation de groupe

La présence de particules chargées dans l'ionosphère ralentit la propagation des signaux radioélectriques sur leur trajet. Le retard par rapport au temps de propagation en espace libre,  $t$ , est appelé temps de propagation de groupe. C'est un facteur important à prendre en compte pour les systèmes SMS. On peut calculer cette grandeur comme suit:

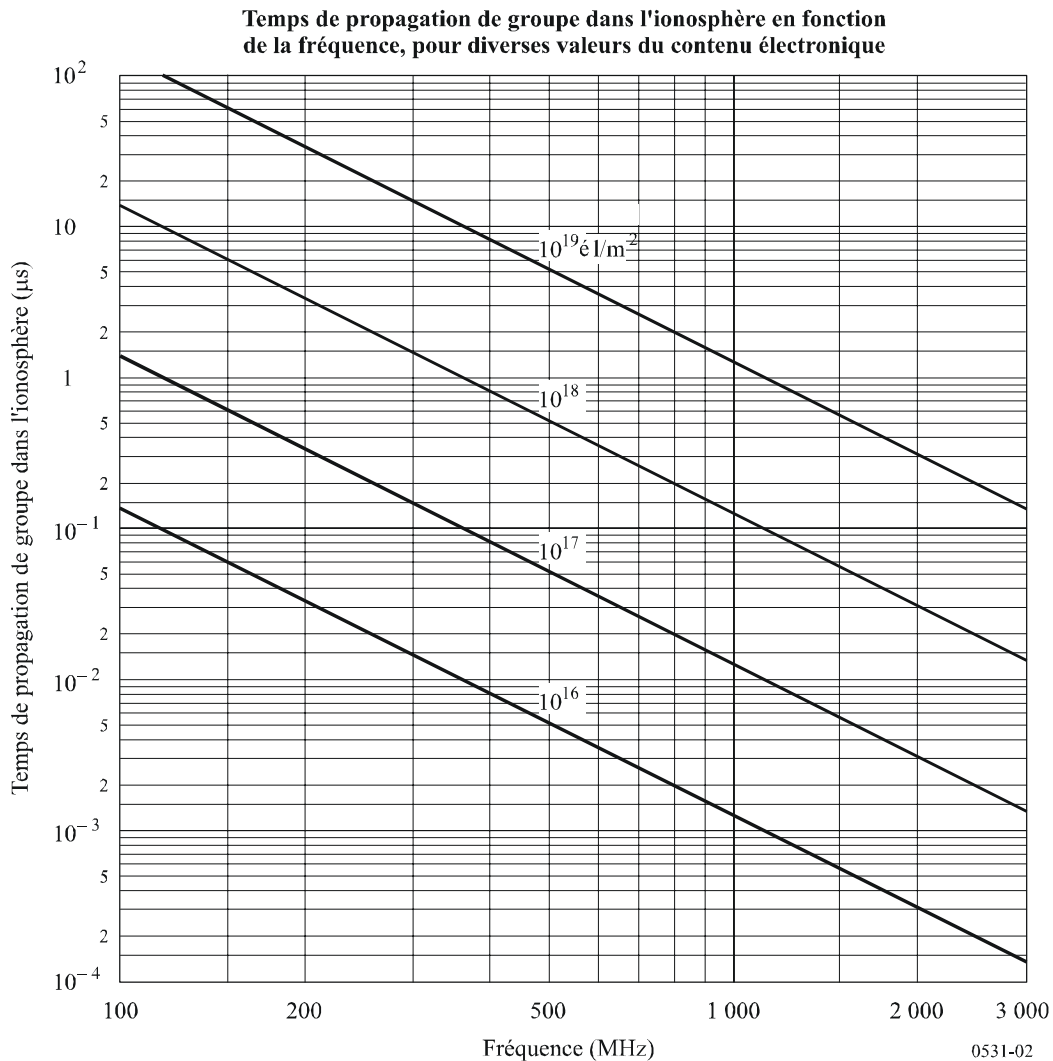
$$t = 1,345 N_T / f^2 \times 10^{-7} \tag{4}$$

où:

- $t$ : retard par rapport à la propagation dans le vide (s)
- $f$ : fréquence de propagation (Hz)
- $N_T$ : déterminé le long du trajet de propagation oblique.

La Fig. 2 représente graphiquement le retard  $t$  en fonction de la fréquence  $f$  pour plusieurs valeurs du contenu électronique le long du trajet.

FIGURE 2



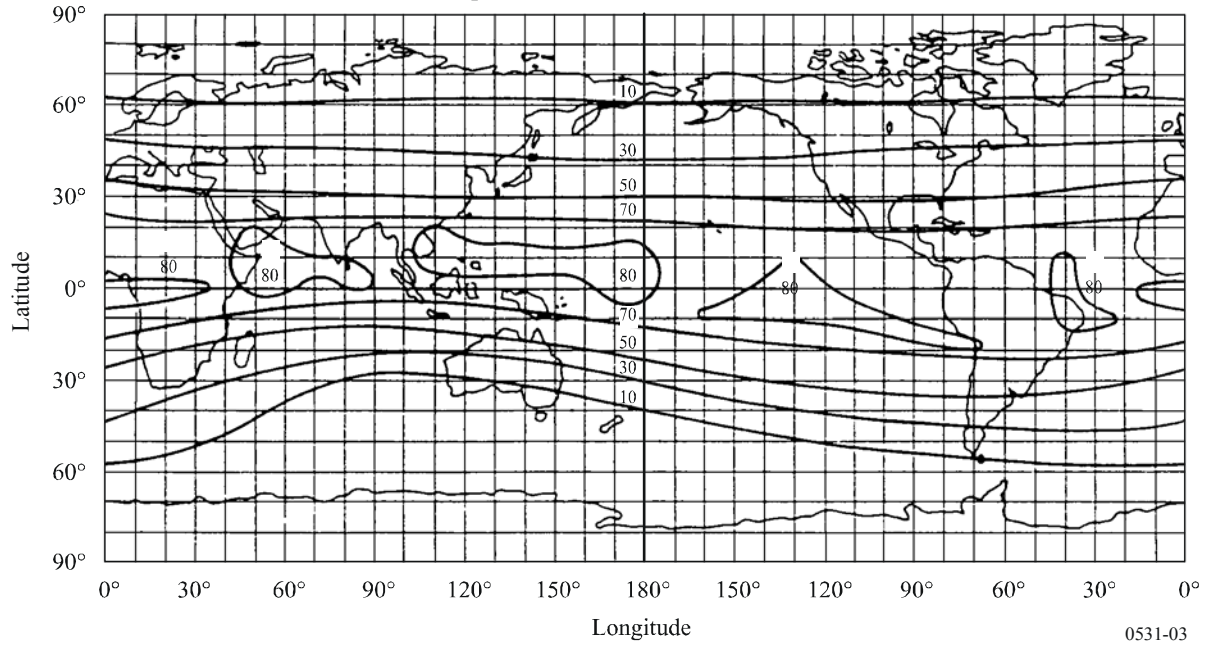
Dans une bande de fréquences située autour de 1 600 MHz, le temps de propagation de groupe varie entre environ 0,5 et 500 ns pour un CET compris entre  $10^{16}$  et  $10^{19}$  él/m<sup>2</sup>. La Fig. 3 donne le pourcentage annuel d'heures diurnes au cours desquelles le temps de propagation de groupe dépassera 20 ns au cours d'une période d'activité solaire relativement intense.

### 3.4 Dispersion

Lorsque des signaux transionosphériques occupent une large bande de fréquences, la variation du temps de propagation, qui est fonction de la fréquence, se traduit par une dispersion. Ce temps de propagation différentiel dans la largeur de bande est proportionnel à la densité électronique intégrée le long du trajet. Pour une largeur de bande fixe, la dispersion relative est inversement proportionnelle au cube de la fréquence. Il faut donc tenir compte de cet effet dans les systèmes à large bande fonctionnant en ondes métriques et éventuellement en ondes décimétriques. Exemple: pour un contenu électronique de  $5 \times 10^{17}$  él/m<sup>2</sup>, un signal avec une longueur d'impulsion de 1 µs aura un temps de propagation différentiel de 0,02 µs à 200 MHz, tandis que ce temps de propagation ne serait que de 0,00074 µs à 600 MHz (voir la Fig. 4).

FIGURE 3

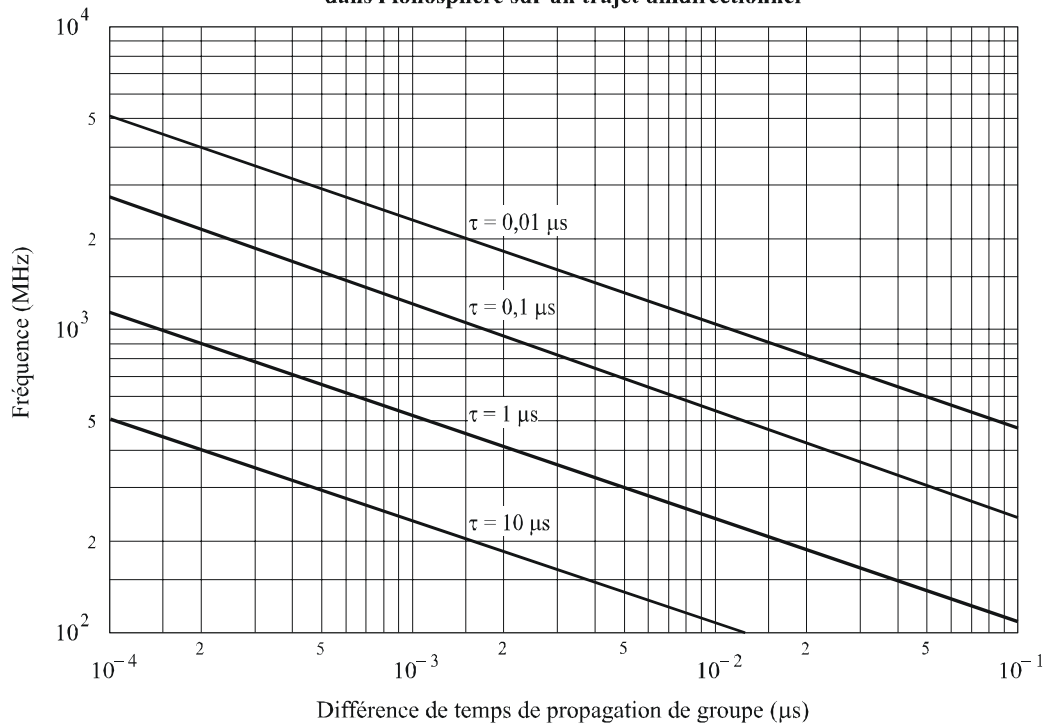
Contours du pourcentage du nombre annuel moyen des heures de jour au cours desquelles le temps de propagation à 1,6 GHz sous incidence verticale dépasse 20 ns (nombre de taches solaires = 140)



0531-03

FIGURE 4

Différence de temps de propagation de groupe entre les fréquences inférieure et supérieure du spectre d'une impulsion de largeur,  $\tau$ , se propageant dans l'ionosphère sur un trajet unidirectionnel



$$\int n_e ds = 5 \times 10^{17} \text{ él/m}^2$$

0531-04

### 3.5 Taux de variation du CET

Pour un satellite sur orbite, le taux de variation observé du CET est attribuable en partie au changement de direction du trajet et en partie à une variation de l'ionosphère elle-même. Pour un satellite sur orbite à l'altitude de 22 000 km traversant la zone aurorale, on a observé un taux de variation maximal de  $0,7 \times 10^{16}$  él/m<sup>2</sup>/s. Pour la navigation, un tel taux de variation correspond à une vitesse apparente de 0,11 m/s.

## 4 Principales dégradations dues aux irrégularités

### 4.1 Scintillation

La scintillation ionosphérique provoque une des plus sévères interruptions le long d'un trajet de propagation transionosphérique pour des signaux de fréquence inférieure à 3 GHz. C'est surtout par les mécanismes de rétrodiffusion et de diffraction que les petites structures irrégulières dans la densité ionique provoquent des phénomènes de scintillation par lesquels le signal stable parvenant au récepteur est remplacé par un signal présentant une fluctuation d'amplitude, de phase et d'angle d'arrivée apparent. Selon la modulation du système, divers modes de scintillation exercent diverses influences sur la qualité de fonctionnement du système. Le paramètre utilisé le plus couramment pour caractériser les fluctuations d'intensité est l'indice de scintillation  $S_4$ , défini par la formule (5):

$$S_4 = \left( \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

où  $I$  est l'intensité du signal et  $\langle \rangle$  indique la moyenne.

L'indice de scintillation  $S_4$  dépend des fluctuations crête-à-crête de l'intensité. La relation exacte dépend de la distribution de l'intensité. La courbe de Nakagami décrit le mieux la répartition de l'intensité pour une large gamme de valeurs  $S_4$ . Lorsque  $S_4$  approche de 1,0, la répartition s'approche de celle de Rayleigh. Par moments,  $S_4$  peut dépasser 1 et atteindre des valeurs telles que 1,5 en raison de la focalisation de l'onde par les irrégularités. Lorsque sa valeur est inférieure à 0,6, on constate que l'indice  $S_4$  s'inscrit linéairement sur la pente  $f^{-\nu}$ ,  $\nu$  étant un indice spectral d'une valeur de 1,5 pour la plupart des observations dans les bandes métriques et décimétriques. De nombreuses observations équatoriales aux fréquences gigahertziennes montrent cependant des valeurs supérieures à 1,5 pour l'indice spectral. Lorsque la scintillation augmente,  $S_4$  dépasse 0,6 et l'indice spectral diminue. Ce phénomène est dû à la saturation de la scintillation pour l'évanouissement de Rayleigh, sous la forte influence de la diffusion multiple.

Empiriquement, le Tableau 1 présente une conversion pratique entre les valeurs de  $S_4$  et les fluctuations crête-à-crête  $P_{fluc}$  (dB). Cette relation peut être rendue de manière approchée par:

$$P_{fluc} = 27,5 S_4^{1,26} \quad (6)$$

### 4.2 Dépendance géographique, équinoxiale et solaire des scintillations

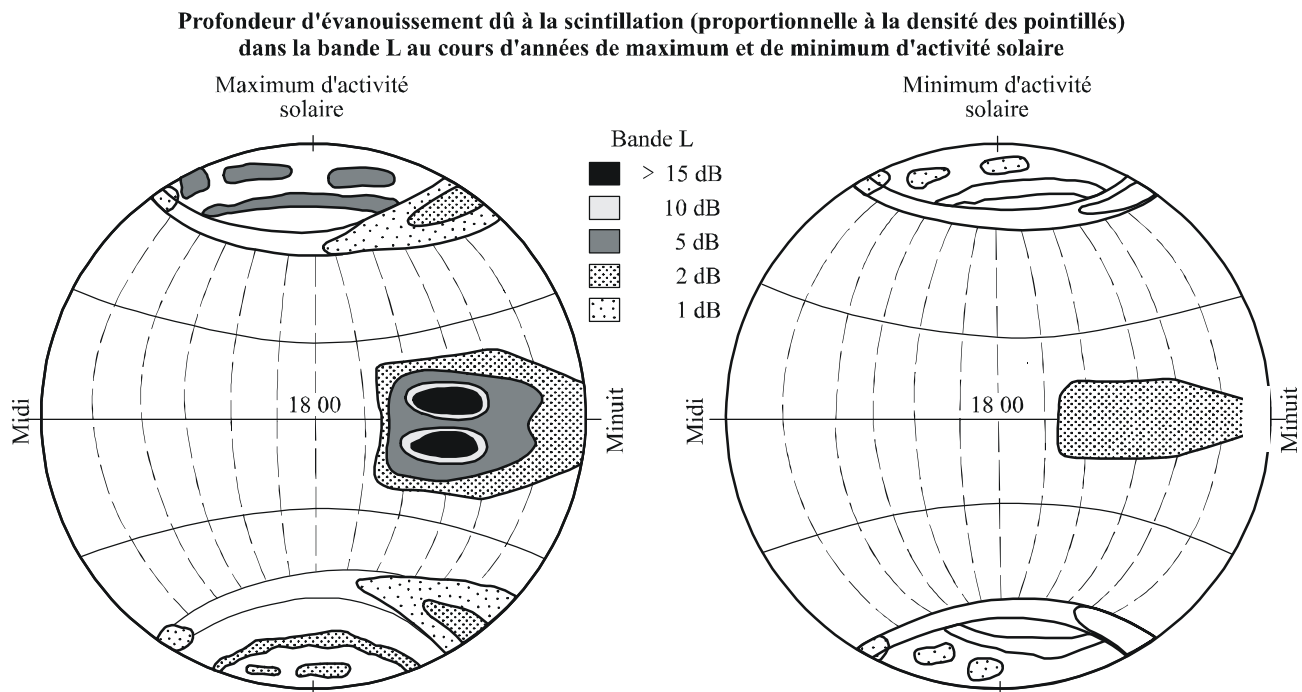
Géographiquement, il existe deux zones de scintillation intense: l'une aux latitudes élevées, l'autre centrée à  $\pm 20^\circ$  de l'équateur magnétique, comme représenté sur la Fig. 5. Une scintillation intense a été observée dans ces deux secteurs jusqu'aux fréquences gigahertziennes, tandis qu'aux latitudes moyennes la scintillation affecte surtout les signaux métriques. Dans tous les secteurs, il existe un net maximum d'activité en période nocturne, qui ressort également sur la Fig. 5. Pour la scintillation équatoriale aux fréquences gigahertziennes, on a observé un pic d'activité autour de l'équinoxe de printemps et une haute activité à l'équinoxe automnal.



TABLEAU 1  
**Table de conversion empirique pour  
 les indices de scintillation**

S4	$P_{fluc}$ (dB)
0,1	1,5
0,2	3,5
0,3	6
0,4	8,5
0,5	11
0,6	14
0,7	17
0,8	20
0,9	24
1,0	27,5

FIGURE 5



En termes de caractéristiques temporelles, la fréquence d'évanouissement de la scintillation ionosphérique est d'environ 0,1 à 1 Hz. Un événement de scintillation typique prend naissance après le coucher ionosphérique local et peut durer entre 30 min et plusieurs heures. Pour les stations équatoriales dans les années d'activité solaire maximale, la scintillation ionosphérique apparaît presque chaque soir après le coucher du soleil. A ce moment-là, les fluctuations crête-à-crête du niveau du signal à 4 GHz dépassent 10 dB.

### 4.3 Modèle de scintillation ionosphérique

Pour prévoir l'intensité de la scintillation ionosphérique sur les trajets Terre vers espace, il est recommandé d'utiliser le modèle mondial de scintillation ionosphérique (GISM, *global ionospheric scintillation model*). Ce modèle permet de prévoir la valeur de l'indice  $S_4$ , la profondeur de l'évanouissement d'amplitude ainsi que les valeurs quadratiques moyennes du déphasage et de l'écart angulaire dus à la scintillation, en fonction de l'emplacement du satellite et des stations au sol, de la date, de l'heure et de la fréquence d'exploitation. Il est fondé sur la méthode de filtrage à phases multiples. On attribue aux principaux paramètres internes du modèle les valeurs par défaut suivantes:

- pente du spectre d'intensité  $p = 3$
- taille moyenne des irrégularités  $L_0 = 500$  km
- écart type des fluctuations de la densité électronique  $\sigma_{Ne} = 0,2$ .

La courbure des rayons est prise en compte et les caractéristiques de l'ionosphère lointaine sont calculées dans un sous-programme qui utilise le modèle ionosphérique NeQuick. On trouvera le code source du modèle GISM et la documentation correspondante sur la partie du site web de l'UIT-R se rapportant à la Commission d'études 3 des radiocommunications.

## 4.4 Paramètres statistiques instantanés et comportement du spectre

### 4.4.1 Paramètres statistiques instantanés

La fonction de densité de probabilité de Nakagami est considérée comme décrivant de façon satisfaisante les paramètres statistiques de la variation instantanée de l'amplitude, pendant un phénomène de scintillation ionosphérique. La fonction de densité pour l'intensité du signal est représentée par:

$$p(I) = \frac{m^m}{\Gamma(m)} I^{m-1} \exp(-mI) \quad (7)$$

où le «coefficient  $m$ » de Nakagami est lié à l'indice de scintillation  $S_4$  par la relation:

$$m = 1/S_4^2 \quad (8)$$

Dans la formulation de l'équation (7), le niveau moyen de l'intensité de  $I$  est normalisé à 1,0. Le calcul de la fraction du temps pendant laquelle le niveau du signal est au-dessus ou au-dessous d'un seuil donné est grandement facilité par le fait que la fonction de distribution correspondant à la densité de Nakagami s'exprime sous une forme d'une intégrale bornée, donnée par:

$$P(I) = \int_0^I p(x) dx = \frac{\Gamma(m, mI)}{\Gamma(m)} \quad (9)$$

où  $\Gamma(m, mI)$  et  $\Gamma(m)$  sont respectivement la fonction gamma incomplète et la fonction gamma. Il est possible, à l'aide de l'équation (9), de calculer la fraction du temps pendant laquelle le signal est au-dessus ou au-dessous d'un seuil donné pendant un événement ionosphérique. Par exemple, la fraction du temps pendant laquelle le signal est inférieur de plus  $X$  dB à la moyenne est donnée par  $P(10^{-X/10})$  et la fraction du temps pendant laquelle le signal est supérieur de plus de  $Y$  dB à la moyenne, est donnée par  $1 - P(10^{Y/10})$ .

#### 4.4.2 Comportement du spectre

Etant donné que l'on suppose que la scintillation ionosphérique est due à des irrégularités relativement stationnaires de l'indice de réfraction qui se déplacent horizontalement et traversent le trajet de l'onde radioélectrique, les spectres spatiaux et temporels de puissance sont liés à la vitesse de déplacement. La relation dépend de la structure de l'irrégularité (spectre de puissance) et d'un certain nombre d'autres paramètres physiques. Il en résulte que les spectres de puissance présentent une large gamme de pentes, de  $f^{-1}$  à  $f^{-6}$ , selon différentes observations. Un comportement typique de spectre est présenté à la Fig. 6. La pente en  $f^{-3}$  indiquée sur la figure est conseillée pour les applications à des systèmes lorsqu'on ne dispose pas de résultats obtenus par des mesures directes.

### 4.5 Considérations géométriques

#### 4.5.1 Relation avec l'angle zénithal

Dans la plupart des modèles,  $S_4^2$  est proportionnel à la sécante de l'angle zénithal,  $i$ , du trajet de propagation. Cette relation est estimée valide tant que cet angle est inférieur à environ  $70^\circ$ . Pour des angles zénithaux plus grands, il est conseillé d'utiliser une relation faisant intervenir une puissance de  $\sec i$  comprise entre 1/2 et 1.

#### 4.5.2 Variation en fonction de la saison et de la longitude

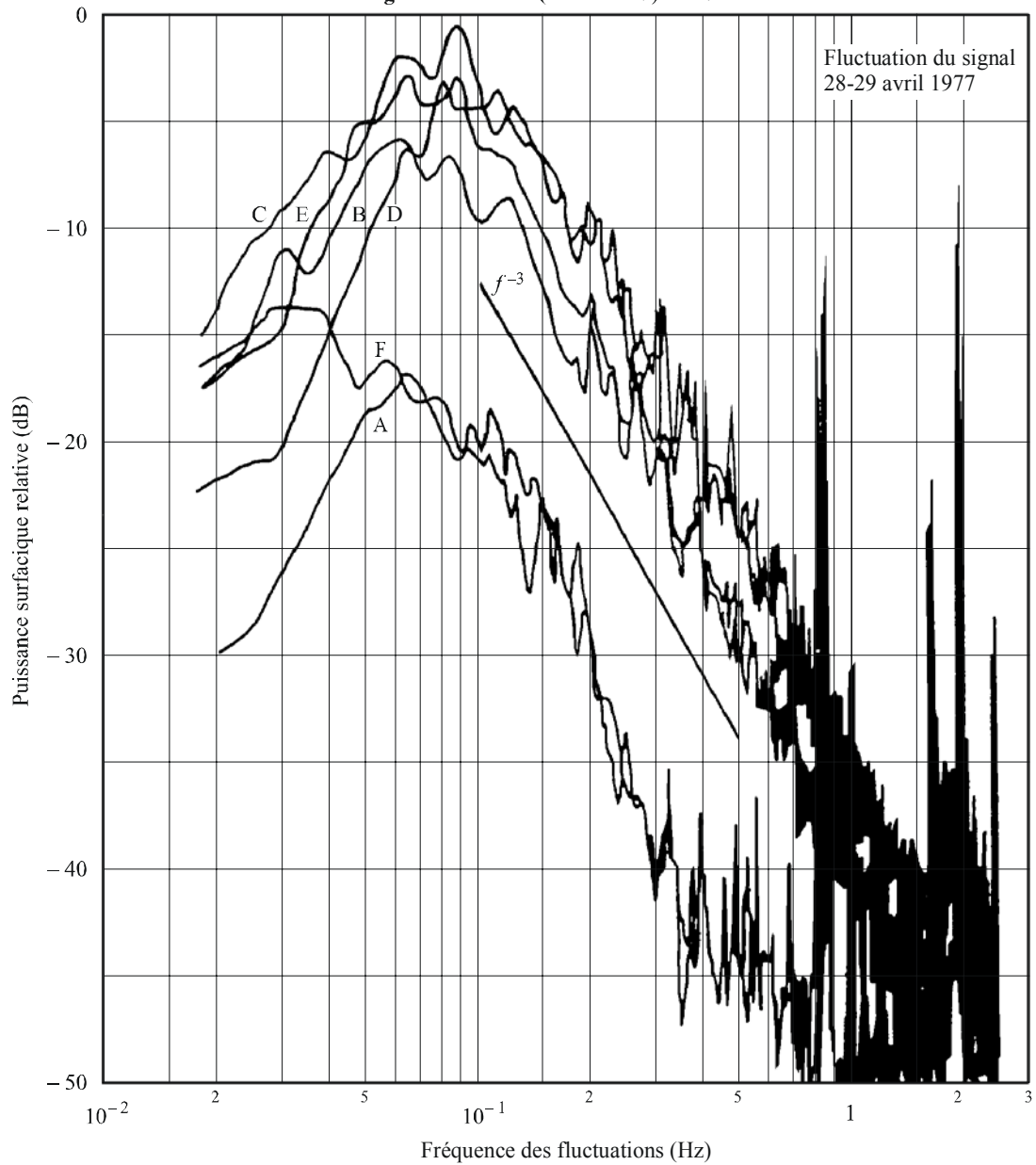
La probabilité d'apparition de la scintillation et la grandeur de  $S_4$  dépendent de la longitude et de la saison, et cette variation peut être paramétrisée par l'angle  $\beta$  (voir la Fig. 7b), qui est l'angle entre le terminateur du coucher du Soleil et le méridien magnétique à l'apex de la ligne de champ qui traverse la trajectoire à l'altitude de l'irrégularité. La fonction de pondération pour la variation en fonction de la saison et de la longitude est donnée par:

$$S_4 \propto \exp\left[-\frac{\beta}{W}\right] \quad (10)$$

où  $W$  est une constante de pondération qui dépend de l'emplacement et du jour calendaire de l'année. Par exemple, la Fig. 8 montre comment a été modélisée la valeur numérique de la constante de pondération, en utilisant les données de Tangua, Hong Kong et Kwajalein.

FIGURE 6

Estimations de la densité spectrale de puissance pour un satellite géostationnaire (Intelsat-IV) à 4 GHz



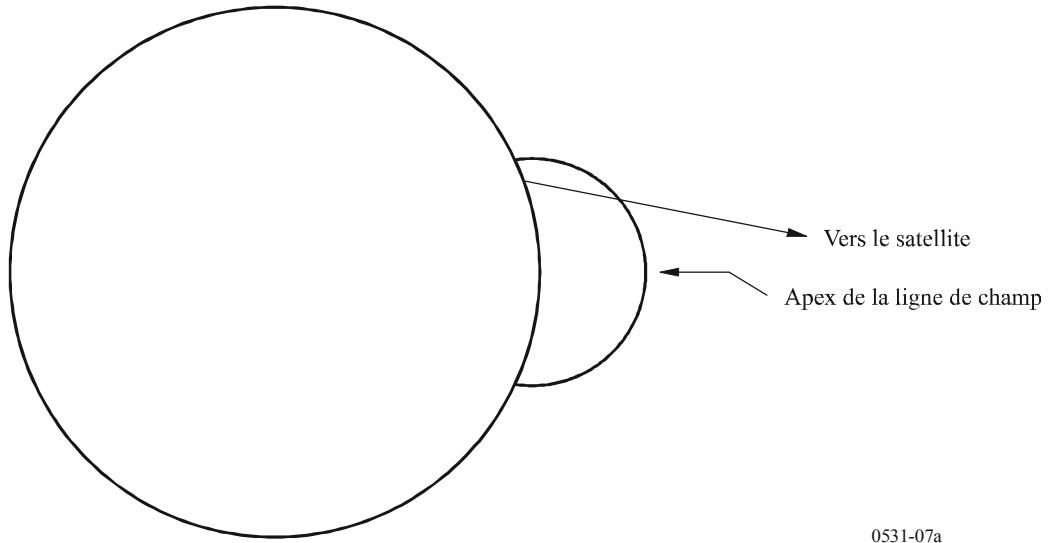
La scintillation a été observée dans les soirées des 28 et 29 avril 1977  
à la station terrienne de Taipei

- A: 30 min avant le début de la scintillation
- B: au début
- C: 1 h après
- D: 2 h après
- E: 3 h après
- F: 4 h après

0531-06

FIGURE 7a

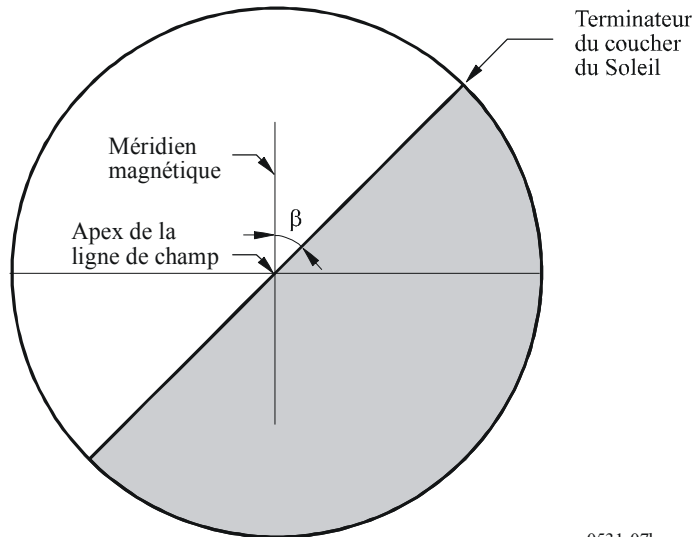
**Intersection du trajet de propagation  
avec une ligne de champ magnétique à l'altitude de la région F**



0531-07a

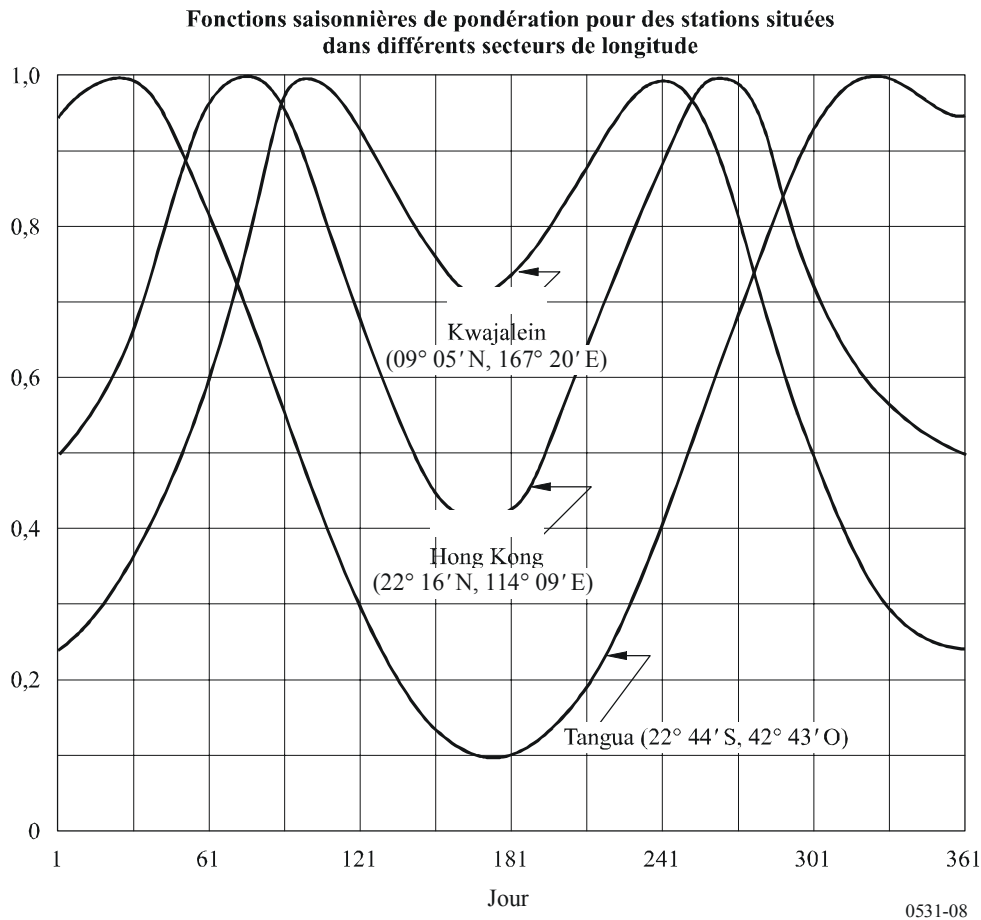
FIGURE 7b

**Angle entre le méridien magnétique local à l'apex de la ligne de champ  
présentée à la Fig. 7a et le terminateur du coucher du Soleil**



0531-07b

FIGURE 8



#### 4.6 Statistiques cumulatives

Lors de la conception de systèmes de radiocommunication par satellite et de l'évaluation du partage des fréquences, les ingénieurs en télécommunication se préoccupent non seulement de la dégradation et du brouillage des systèmes lors d'événements mais aussi des statistiques d'occurrence cumulatives à long terme. Pour les systèmes de radiocommunication comportant un satellite géostationnaire, qui est la configuration la plus simple de système de radiocommunication, il est suggéré d'utiliser les Fig. 9 et 10 pour l'évaluation et l'étalonnage des statistiques d'occurrence. Les nombres de taches solaires indiqués sont les moyennes sur 12 mois des nombres de taches solaires.

La distribution cumulative à long terme  $P(I)$  de l'intensité du signal par rapport à sa valeur moyenne peut être calculée à partir des statistiques cumulatives à long terme  $F(\xi)$  de la fluctuation crête-à-crête,  $\xi$ , du type de celles qui sont indiquées à la Fig. 10, comme suit:

$$P(I) = \sum_{i=0}^n f_i P_i(I) \quad (11)$$

où:

$$f_0 = F(\xi < \xi_1) \quad (11a)$$

$$f_i = F(\xi_i \leq \xi < \xi_{i+1}) \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (11b)$$

$$f_n = F(\xi \geq \xi_n) \quad (11c)$$

et  $\xi_1$  et  $\xi_n$  sont les valeurs de fluctuation crête-à-crête minimum et maximum respectivement,  $n$  étant le numéro d'intervalle de  $\xi$  qui présente un intérêt pour l'utilisateur:

$$P_i(I) = \Gamma(m_i, m_i I) / \Gamma(m_i) \quad (11d)$$

$$m_i = 1/S_{4i}^2 \quad (11e)$$

$$S_{40} = \left[ \frac{1}{27,5} \cdot \frac{\xi_1}{2} \right]^{1/1,26} \quad (11f)$$

$$S_{4i} = \left[ \frac{1}{27,5} \cdot \frac{\xi_i + \xi_{i+1}}{2} \right]^{1/1,26} \quad (i = 1, 2, \dots, n-1) \quad (11g)$$

$$S_{4n} = \left[ \frac{1}{27,5} \cdot \frac{\xi_{n-1} + 3\xi_n}{4} \right]^{1/1,26} \quad (11h)$$

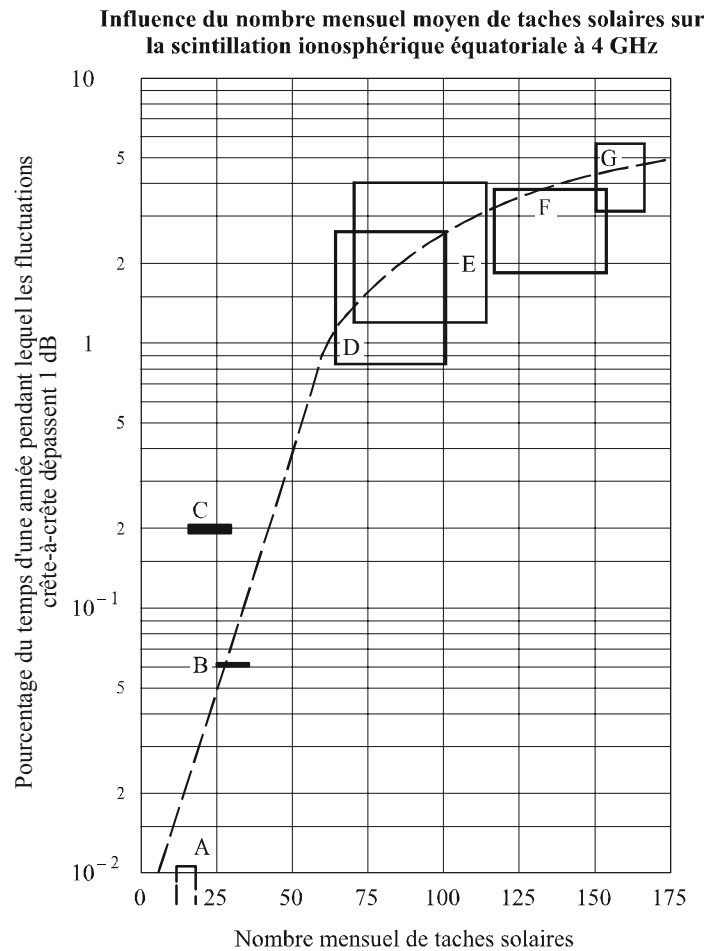
La Fig. 11 donne un exemple de distribution cumulative à long terme de l'intensité du signal calculée d'après la courbe P6 de la Fig. 10.

#### 4.7 Occurrence simultanée de scintillation ionosphérique et d'évanouissements dus à la pluie

La scintillation ionosphérique et les évanouissements dus à la pluie sont deux facteurs de dégradation dont l'origine physique est totalement différente. Pourtant, pendant des années de forte activité solaire, ils se produisent simultanément dans les régions équatoriales, pendant un pourcentage de temps annuel significatif pour la conception des systèmes. Le temps cumulatif d'occurrence simultanée était d'environ 0,06% par an, à 4 GHz, à la station terrienne de Djutiluhar en Indonésie. Cette valeur est inacceptablement trop élevée pour des applications du type RNIS.

La signature d'événements simultanés est souvent extrêmement différente de celle qui est observée lorsqu'un seul des facteurs de dégradation, soit scintillation, soit pluie, est présent. Alors que la scintillation ionosphérique seule n'est pas un facteur de dépolarisation et que les évanouissements dus à la pluie, seuls, ne sont pas un facteur de fluctuation du signal, les phénomènes simultanés produisent des fluctuations du signal en quantité significative dans les voies en polarisation croisée. Il faut tenir compte de ces phénomènes simultanés lors des applications à des systèmes satellite-Terre qui exigent une grande disponibilité.

FIGURE 9



Les segments horizontaux et les rectangles font connaître le domaine des variations sur une année pour différentes porteuses

- A: 1975-1976, Hong Kong et Bahrein, 15 porteuses
- B: 1974, Longovilo, 1 porteuse
- C: 1976-1977, Taipei, 2 porteuses
- D: 1970-1971, 12 stations, plus de 50 porteuses
- E: 1977-1978, Hong Kong, 12 porteuses
- F: 1978-1979, Hong Kong, 10 porteuses
- G: 1979-1980, Hong Kong, 6 porteuses

0531-09

#### 4.8 Modèle de scintillation aux gigahertz

Les étapes suivantes peuvent être suivies pour évaluer les effets de scintillation auxquels on peut s'attendre dans une situation donnée.

*Etape 1:* La Fig. 10 donne des abaques d'apparition de la scintillation sur des trajets ionosphériques équatoriaux, en fonction d'une part des fluctuations d'amplitude crête-à-crête,  $P_{fluc}$  (dB), pour une réception de signal à 4 GHz issu de satellites situés à l'est à des angles d'élévation d'environ 20° (courbes P en trait plein) et situés à l'ouest à des angles d'élévation d'environ 30° (courbes I en trait tireté). Les données sont indiquées pour différents moments de l'année et différents nombres de taches solaires.

*Etape 2:* Etant donné que la Fig. 10 se rapporte à une fréquence de 4 GHz, les valeurs qui se rapportent à d'autres fréquences s'obtiennent en les multipliant par  $(f/4)^{-1,5}$ , où  $f$  est la fréquence (GHz).



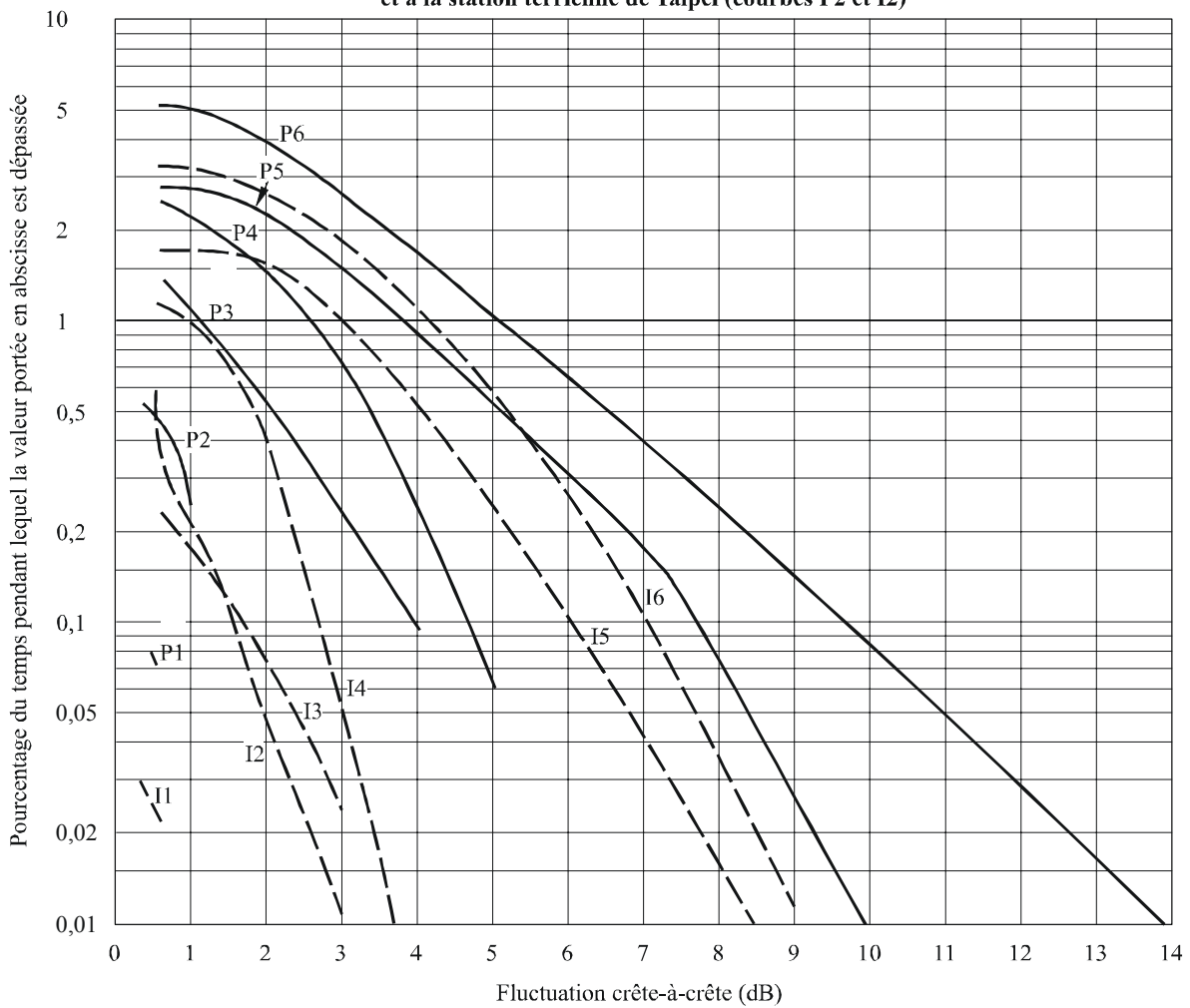
Etape 3: La variation de la fluctuation  $P_{fluc}$  en fonction de l'emplacement géographique et de l'apparition diurne peut être estimée qualitativement à partir de la Fig. 5.

Etape 4: Terme élémentaire pour le calcul du budget de liaison, la variable  $P_{fluc}$  est fonction de l'affaiblissement du signal  $L_p$  selon la relation  $L_p = P_{fluc} / \sqrt{2}$ .

Etape 5: L'indice de scintillation,  $S_4$ , qui est le paramètre utilisé le plus souvent pour décrire la scintillation, est défini au § 4.1 et peut être obtenu à partir de  $P_{fluc}$  selon la conversion indiquée dans le Tableau 1.

FIGURE 10

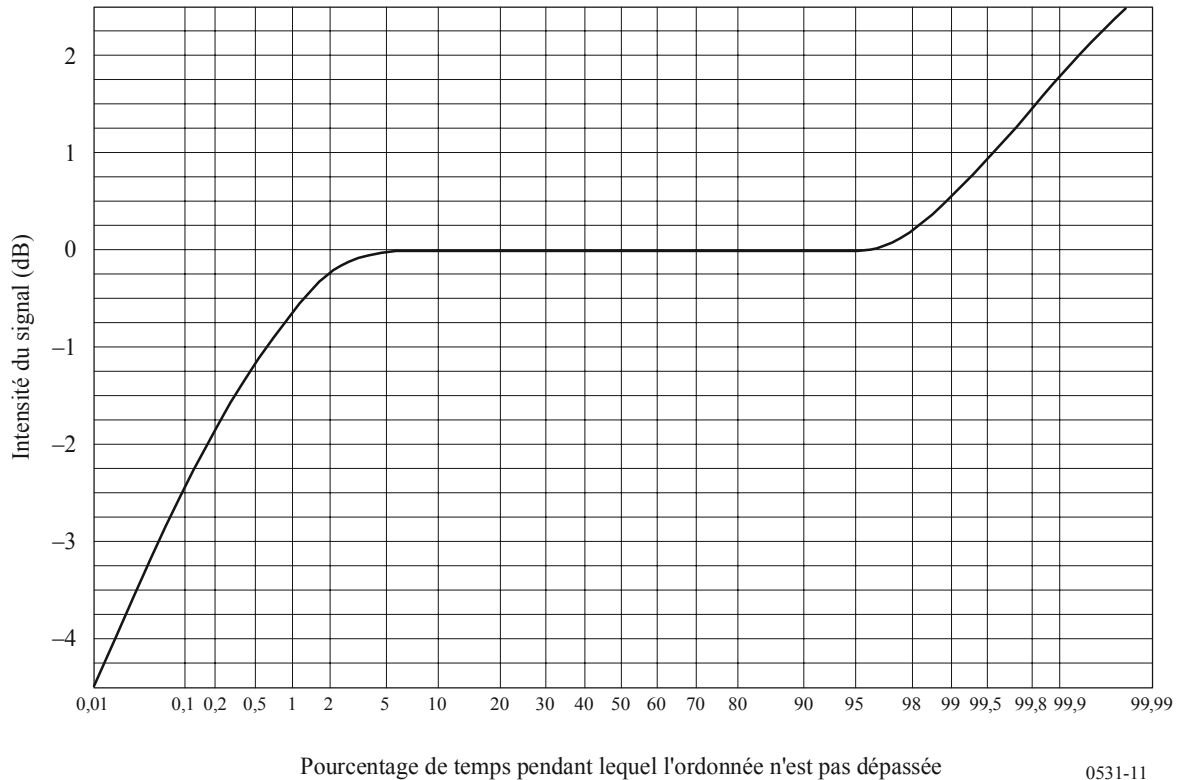
Statistique annuelle des fluctuations crête-à-crête observées  
à la station terrienne de Hong Kong (courbes I1, P1, I3-I6, P3-P6)  
et à la station terrienne de Taipei (courbes P2 et I2)



Courbe	Période	Nombre de taches solaires
I1, P1	Mars 75-76	10-15
I2, P2	Juin 76-77	12-26
I3, P3	Mars 77-78	20-70
I4, P4	Oct. 77-78	44-110
I5, P5	Nov. 78-79	110-160
I6, P6	Juin 79-80	153-165

FIGURE 11

Exemple de statistiques cumulatives à long terme concernant l'intensité du signal  
(4 GHz, élévation de 20°)



0531-11

## 5 Absorption

Quand on ne dispose pas de renseignements concernant directement l'affaiblissement dû à l'absorption, on peut évaluer cet affaiblissement à partir des modèles disponibles en appliquant la relation  $(\sec i)/f^2$ , pour les fréquences supérieures à 30 MHz,  $i$  étant l'angle d'incidence sur l'ionosphère du trajet de propagation. Dans les régions équatoriales et de moyenne latitude, les ondes radioélectriques de fréquence supérieure à 70 MHz traversent l'ionosphère sans subir d'absorption notable.

Des mesures effectuées aux latitudes moyennes indiquent que, sur un trajet transionosphérique sous incidence verticale, l'absorption à la fréquence 30 MHz est typiquement de 0,2 à 0,5 dB. Pendant une éruption solaire, l'absorption augmente tout en restant inférieure à 5 dB. Aux latitudes élevées, les événements auroraux ou ceux de la calotte polaire peuvent provoquer un renforcement de l'absorption. L'occurrence de ces deux phénomènes est aléatoire, leur durée est variable et leurs effets dépendent de l'emplacement des stations terminales et de l'angle d'élévation du trajet. Pour la conception efficace des systèmes, on doit par conséquent tenir compte de ces phénomènes de façon statistique, en se rappelant que la durée de ces phénomènes est de quelques heures pour l'absorption aurorale et de quelques jours pour l'absorption dans la calotte polaire.

### 5.1 Absorption aurorale

L'absorption aurorale est due à un accroissement de la concentration électronique dans les régions D et E produite par l'arrivée d'électrons énergétiques. On observe l'absorption sur une bande de latitude de 10° à 20° centrée au voisinage de la latitude d'occurrence maximale des aurores visuelles. Elle se produit sous forme d'une série d'augmentations discrètes de l'absorption, chacune d'une durée relativement courte, c'est-à-dire de quelques minutes à quelques heures, sa durée moyenne est d'environ 30 min et elle présente généralement une structure irrégulière dans le temps. Les renforcements nocturnes ont tendance à présenter des augmentations rapides et régulières suivies de diminutions lentes. Des magnitudes typiques, à 127 MHz, sont présentées dans le Tableau 2.

TABLEAU 2

Absorption aurorale à 127 MHz (dB)

Pourcentage du temps	Angle d'élévation	
	20°	5°
0,1	1,5	2,9
1	0,9	1,7
2	0,7	1,4
5	0,6	1,1
50	0,2	0,4

### 5.2 Absorption dans la calotte polaire

L'absorption dans la calotte polaire qui peut se manifester en période de forte activité solaire apparaît à des latitudes géomagnétiques supérieures à 64°. Elle est causée par de l'ionisation qui se produit à des altitudes supérieures à 30 km environ. Elle se manifeste sous forme de phénomènes discrets, bien que parfois imbriqués, presque toujours associés à des phénomènes solaires discrets. Cette absorption dure longtemps et se produit au-dessus des calottes polaires éclairées par le Soleil. Elle se produit généralement lors du maximum d'activité solaire où l'on observe jusqu'à 10 à 12 de ces phénomènes au cours d'une année. Le phénomène peut durer quelques jours, ce qui le différencie de l'absorption aurorale, souvent très localisée et dont les variations durent quelques minutes.

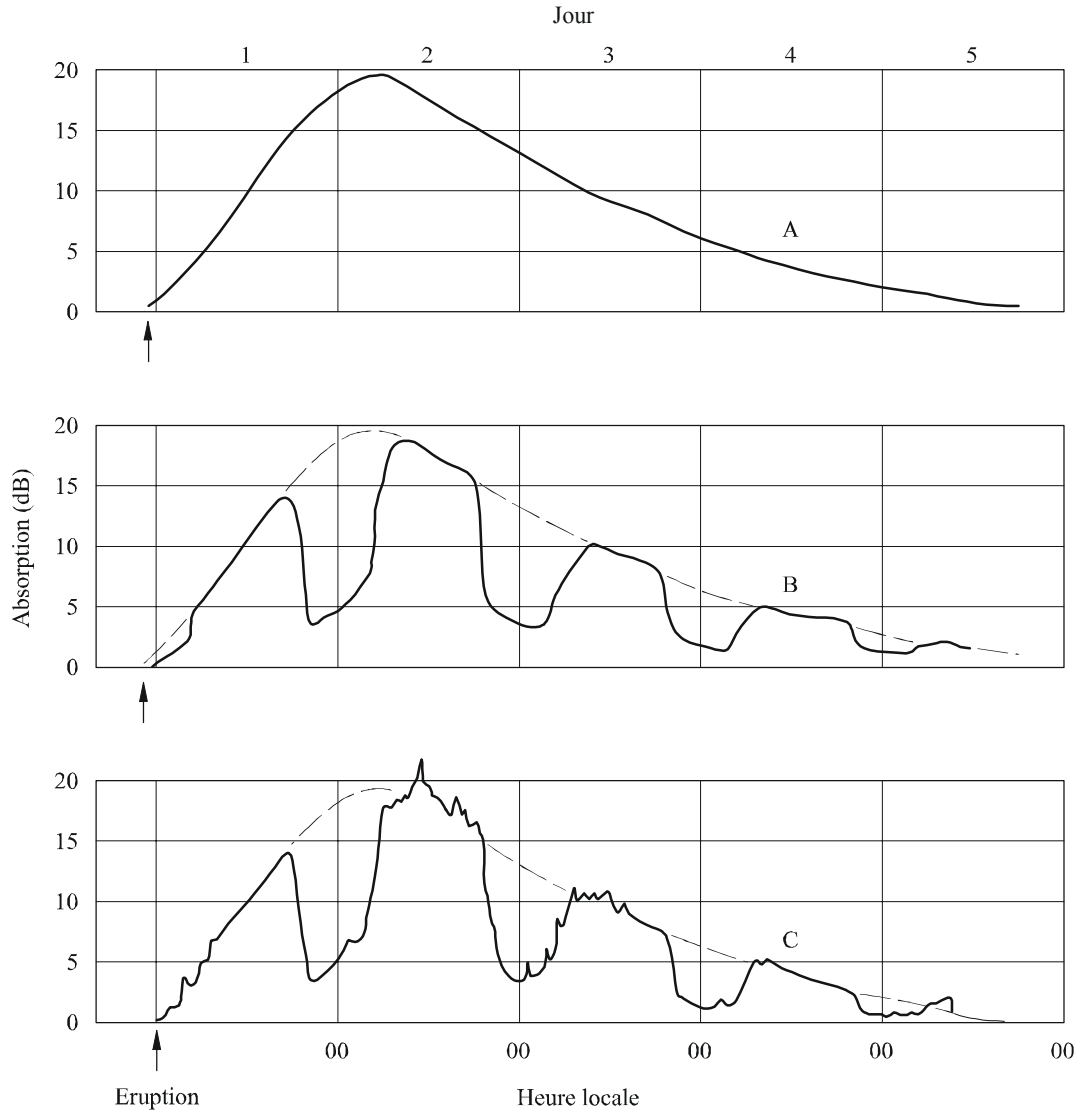
Une caractéristique remarquable du phénomène d'absorption dans la calotte polaire est sa réduction considérable pendant les heures d'obscurité pour un taux de production d'électrons donné. La Fig. 12 présente un modèle théorique de la variation diurne de l'absorption dans la calotte polaire consécutive à une grande éruption solaire, fondé sur des observations effectuées par riomètres à diverses latitudes.

## 6 Résumé

Le Tableau 3 contient la liste des valeurs maximales auxquelles on peut s'attendre pour les effets ionosphériques, à la fréquence 1 GHz. On a supposé que le CET d'une colonne de l'ionosphère à la verticale était de l'ordre de  $10^{18}$  él/m<sup>2</sup>. On a également supposé un angle d'élévation d'environ 30°. Les valeurs indiquées concernent la propagation des ondes dans un seul sens à travers l'ionosphère.

FIGURE 12

Modèle théorique d'absorption dans la calotte polaire consécutive  
à une grande éruption solaire, telle qu'on peut s'attendre à  
l'observer à l'aide de riomètres au voisinage de 30 MHz



- A: hautes latitudes (24 h de jour)
- B: hautes latitudes (périodes égales de jour et de nuit)
- C: hautes latitudes - zone aurorale

TABLEAU 3

**Valeurs maximales estimées des effets ionosphériques à la fréquence 1 GHz pour un angle d'élévation d'environ 30° dans le cas d'une propagation dans un seul sens**

<b>Effet</b>	<b>Grandeur</b>	<b>Variation en fonction de la fréquence</b>
Rotation de Faraday	108°	$1/f^2$
Temps de propagation	0,25 $\mu$ s	$1/f^2$
Réfraction	< 0,17 mrad	$1/f^2$
Variation de la direction d'arrivée	0,2 min d'arc	$1/f^2$
Absorption (calotte polaire)	0,04 dB	$\sim 1/f^2$
Absorption (aurorale + calotte polaire)	0,05 dB	$\sim 1/f^2$
Absorption (latitudes moyennes)	< 0,01 dB	$1/f^2$
Dispersion	0 à 4 ns/MHz	$1/f^3$
Scintillation	Voir le § 4	Voir le § 4