

# Basse ionosphère, région D

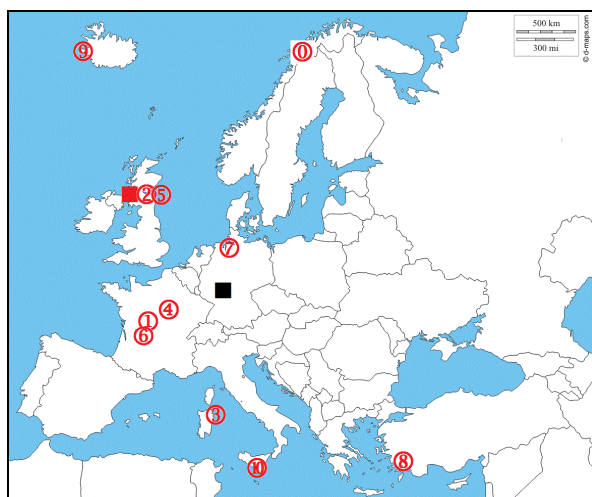
## Les fondamentaux .

J.J.Delcourt Dr.Sc.

Email : ionosphere.d23@skynet.be

**Abstract :** Sous le seuil des 1200 kilomètres, pour des circuits de propagation à un seul rebond, soit de type 1D, l'étude analytique de la frange d'interférence entre l'onde de sol et l'onde de ciel de signaux VLF est un outil sous-utilisé . Elle permet entre autre de rendre compte des phénomènes de prélever, de post coucher, des niveaux de réception nocturne ainsi que de l'évolution des niveaux de réception lors des SID , tous manifestations représentatives de l'état aéronomique de la région D . Cette étude, menée dans un cadre théorique différent de celui du guide d'onde Terre – basse ionosphère, est particulièrement facilitée en Europe par l'existence d'une vingtaine de stations pour une part à vocation militaire dont les fréquences d'émissions sont inférieures à 100 KHz et majoritairement réparties dans le segment 15 KHz – 30 KHz . L'utilisation spécifique des stations LORAN sort du cadre du présent article .

### 1 Cadre géographique



**Figure 1 :** Répartition en Europe de l'Ouest des différents émetteurs, cfr [LOU14]

#### H : stations de diffusion de l'heure

- 1 Anthorn MSF-NPL 60 KHz ■  
2 Mainflingen DCF 77 77,5 KHz ■

#### S : Stations militaires à vocation stratégique

- ① JXN 16,4 KHz ; ① HWU 18,3 KHz ;  
② GBZ 19,6 KHz ; ③ ICV 20,3 KHz ;  
④ HWU 20,9 KHz ; ⑤ GQD 22,1 KHz ;  
⑥ HWU 22,6 KHz ; ⑦ DHO 23,4 KHz ;  
⑧ TBB 26,7 KHz ; ⑨ NRK 37,5 KHz ;  
⑩ NSY 45,9 KHz

Les émetteurs de Anthorn (19,6 KHz) et de Skelton (22,1 KHz) , tous deux situés à la frontière écossaise et qui ne sont distants que de 32 km représentent un cas d'école . Leurs fréquences d'émission ne sont pas très éloignées et l'on pourrait dès lors s'imaginer que leurs figures d'interférence à des distances de l'ordre de 700 à 1.200 km soient identiques et que les réponses des circuits 1D à la sollicitation d'un flare soient pour le moins comparables

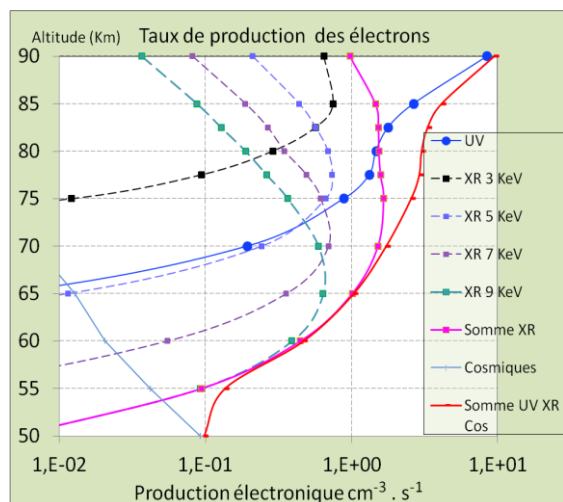
puisqu'elles partagent le même point réflectif . On verra qu'il n'en est rien, cfr §6 . L'émetteur de Anthorn servira de référence dans la suite de l'article .

### 2 Genèse de la région D et profil de concentration en électrons

Les UVeX et les XR sont la source principale d'ionisation de la région D . La genèse de cette ionisation relève de la théorie de Chapman dans laquelle la quantité de matériau ionisable, molécules ou atomes, diminue avec la pression, donc l'altitude, tandis que le flux ionisant de provenance solaire diminue avec la profondeur de pénétration dans l'atmosphère , induisant ainsi un pic d'ionisation à une altitude privilégiée . En réalité, la couche de Chapman se subdivise en plusieurs strates dépendant de la nature du matériau ionisable et notamment de la présence de composants mineurs dont la concentration est fréquemment inférieure de 7 ordres de grandeur à celle des neutres . Le taux d'ionisation de la région D est très faible, souvent inférieure au milliardième, ce qui signifie que le processus de Chapman ne peut être qu'un initiateur. En effet, si on se limite au seul phénomène d'ionisation, la totalité du gaz inclus dans la région D finirait par être ionisé. Or, il n'en est rien, preuve qu'il existe un processus de balance électronique à périodicité diurne qui favorise la disparition des électrons par recombinaison ou attachement à un rythme d'autant plus élevé que la concentration électronique est importante . Pour mémoire, on aura :

Altitude km	Concentration en neutre : $\text{cm}^{-3}$	Concentration en nombre d'électrons [e] : $\text{cm}^{-3}$	Taux d'ionisation
50 à 95	$2,3 \cdot 10^{16}$ à $3,2 \cdot 10^{13}$	de 1 à $10^4$	de $10^{-15}$ à $3 \cdot 10^{-9}$

En tenant compte de l'angle zénithal du Soleil, de son éclairement spectrique exprimé pour les UVeX en flux photonique ( $\text{h.v.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) ou pour les XR en  $\text{W.m}^{-2}$  ainsi que des sections efficaces d'absorption des différents constituants atmosphériques, on peut calculer le taux de production des électrons en fonction de l'altitude [DEL 03] ( figure 2 ) .

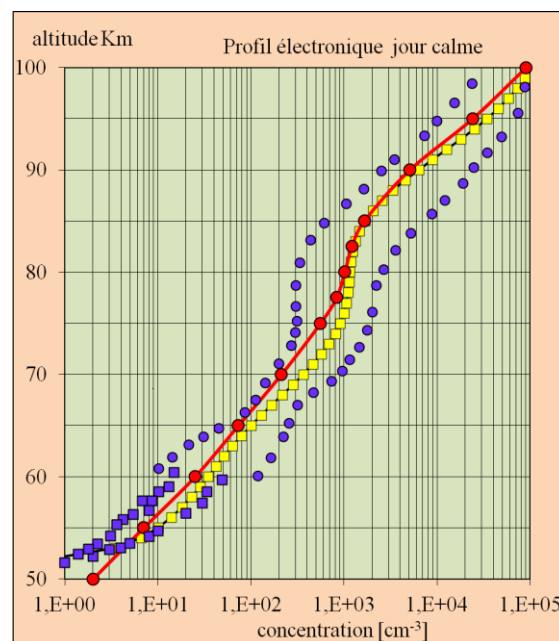


**Figure 2 :** Synthèse des différents taux de production dus aux UV, aux XR et aux cosmiques .

L'éclairement spectrique des XR est petit, de l'ordre de  $10^8$  photons  $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$  à  $\lambda = 1 \text{ nm}$  ; toutefois, l'énergie véhiculée par chaque photon est  $\geq 1 \text{ KeV}$  donc beaucoup plus grande que l'énergie d'ionisation des atomes . La petitesse des flux photoniques pour  $0,1 \text{ nm} < \lambda < 10 \text{ nm}$  comparé à celui de  $\text{Ly}_\alpha$  dans le domaine UV ( sept ordres de grandeur pour un photon de  $10 \text{ KeV}$  et six pour un photon de  $1 \text{ KeV}$  ) pourrait laisser suspecter que l'ionisation par les XR est marginale ou juste d'importance comparable à celle de  $\text{Ly}_\alpha$  lors des flares quand l'éclairement par les XR est multiplié dans un rapport de  $1\ 000$  . Il n'en est rien, alors qu'à e.g.  $75 \text{ km}$  d'altitude, l'équation de création dans le cas de  $\text{Ly}_\alpha$  où chaque photon véhicule une énergie de  $10 \text{ eV}$  porte sur les molécules de  $\text{NO}$  qui est le précurseur majeur de l'ionisation et dont la concentration est de l'ordre de  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  , les photons XR sont susceptibles d'ioniser tous les neutres dont la concentration est de l'ordre de  $9,3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  .

Le calcul est effectué pour des conditions équinoxiales à  $50^\circ$  de latitude Nord à  $12\text{h}$  locales . Le flux des XR solaires est celui d'un jour calme, soit de  $10^6 \text{ W.m}^{-2}$  . L'éclairement énergétique a été équiréparti entre des photons de  $1, 3, 5, 7, 9 \text{ KeV}$  . Le taux de production des photons XR de  $1 \text{ KeV}$  est trop petit que pour apparaître et se manifeste aux environs de  $100 \text{ km}$  d'altitude . La liaison avec les enregistrements GOES se fera en se rappelant que  $1 \text{ KeV}$  correspond à un photon de longueur d'onde de  $1,24 \text{ nm}$  . Le taux de production dû aux cosmiques est quasi anecdotique si ce n'est sous le seuil des  $55 \text{ km}$  d'altitude .

Une fois libérés, les électrons entrent soit dans des recombinaisons et disparaissent, soit dans des attachements formant ainsi des ions négatifs qui participent à un canevas réactionnel qui correspond littéralement à une *mise en banque* des électrons . Ces derniers ne seront libérés qu'après un temps de latence qui dépend de la vitesse des réactions chimiques, soit disparaîtront à la suite d'une réaction impliquant des ions + et des ions - . La vitesse de certaines réactions dépend de la température du milieu . En calculant [DEL 03] le rapport entre le temps de rétention des  $e^-$  dans un ion négatif et leur espérance de vie face aux diverses réactions d'attachement, on peut avoir accès pour une altitude donnée à la concentration en électrons ([figure 3).



**Figure 3 :** Profil de concentration électronique calculé (courbe rouge) au travers d'un canevas réactionnel simplifié de la région D ( 30 équations). Le carroyage bleu représente les limites de sondages par fusées sondes effectués par Friedrich , Torkar et Mechty pour les latitudes tempérées . La courbe jaune est une synthèse numérique du profil dont les différents coefficients sont sans signification géophysique si ce n'est de mimer au mieux le profil calculé . Elle sera nomenclaturée dans la suite « synthèse d23 » . On aura

(équation 1)

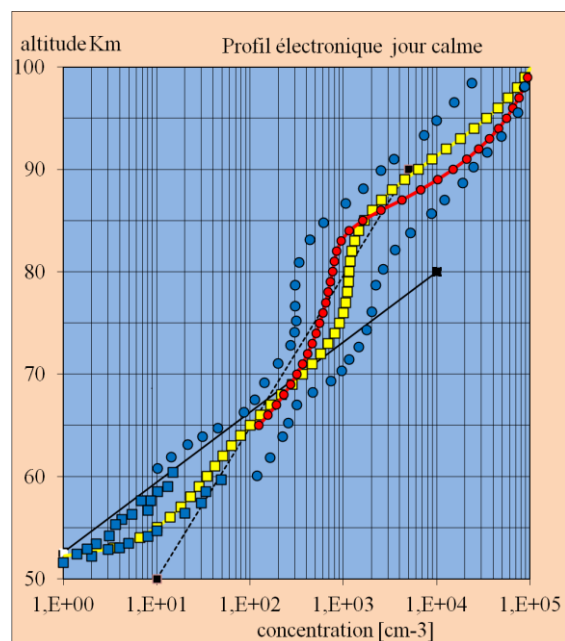
$$[e] = 10^{\frac{h-K_1}{K_2} - \frac{1}{(K_3-h).K_8} \cdot \sin\left(\frac{K_4-h}{K_5}\right) - \frac{h-K_{10}}{K_9} + K_6}$$

qui est une exponentielle où  $K_1$  et  $K_2$  gèrent la pente globale, tandis que le terme en sinus génère l'épaule entre  $75$  et  $85 \text{ km}$  d'altitude, avec  $K_1 = 3,9$  ;  $K_2 = 12,4$  ;  $K_3 = 85,5$  ;  $K_4 = 85,5$  ;  $K_5 = -2,9$  ;  $K_6 = -9,4$  ;  $K_8 = -1,4$  ;  $K_9 = -500$  ;  $K_{10} = 200$  .

En suivant Wait [WAI 64], l'ITU fournit des profils standardisés strictement exponentiels où

$$[e] = 1,43 \cdot 10^7 \cdot e^{(-0,15H')} \cdot e^{(\beta-0,15) \cdot (h-H')} \quad (2)$$

avec  $h$  l'altitude,  $H'_{(km)}$  la hauteur (virtuelle de réflexion) de référence évoluant entre 72 et 80 km avec l'angle zénithal du Soleil [HAN 10], et  $\beta$  en  $km^{-1}$  un paramètre qui fixe la pente (gradient) de la caractéristique (figure 4) sans toutefois prendre en compte l'épaule à  $h \approx 75$  km. On dispose également de la modélisation empirique standard IRI qui ne s'étend pas sous le seuil des 65 km (figure 4).



**Figure 4 :** En utilisant le même carroyage que figure 3, en jaune synthèse d23, en rouge profil IRI 2012 établi avec les mêmes paramètres que d23 ainsi que deux profils strictement exponentiels : en tirets  $\beta = 0,3 km^{-1}$ ,  $H' = 72 km$  ; en traits pleins  $\beta = 0,5 km^{-1}$ ,  $H' = 70 km$ .

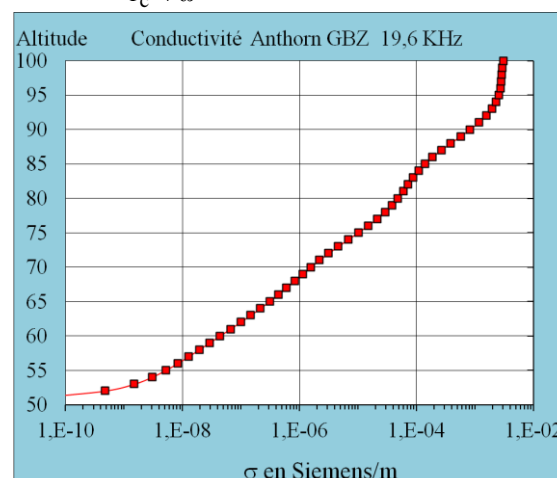
### 3 Paramètres physiques du milieu

#### Conductivité

La conductivité électrique est l'aptitude qu'a le milieu ionisé à laisser se déplacer librement les charges électriques. Elle dépend de la quantité de charges libres mobiles, essentiellement des électrons, de la masse de ces derniers, de la fréquence du signal incident qui les met en branle et de la fréquence des chocs des électrons avec les neutres qui redistribue vectoriellement les vitesses. Elle tend vers zéro quand la fréquence de collision  $e^-$ -neutres  $f_c$  augmente indéfiniment. En effet, lorsque les chocs sont très nombreux, l'énergie cinétique acquise par les électrons lors de leur libre parcours induit, alors dissipée sous forme de chaleur, devient excessivement petite. On aura, en Siemens par

mètre ou mho par mètre, avec  $\omega$  la pulsation du signal incident et  $\omega_p$  la pulsation de plasma :

$$\sigma = \epsilon_0 \omega_p^2 \cdot \frac{f_c}{f_c^2 + \omega^2} \quad (3)$$



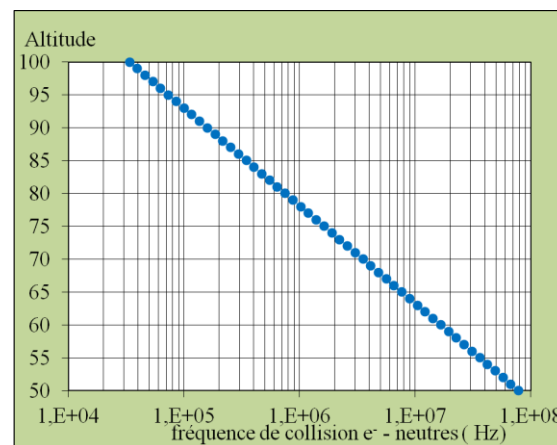
**Figure 5 :** Variation de la conductivité de la région D dans le cas de l'émetteur de Anthorn. On remarquera sa valeur excessivement faible correspondant à celle de roches ignées de type lave ou basalte. Pour rappel, la conductivité de l'eau océanique est de l'ordre de 4 Siemens / m, et celle du cuivre de  $6 \cdot 10^7$  Siemens / m. On se méfiera donc des raisonnements rapides dans lesquels par opportunisme on suppose la région D ainsi que le sol parfaitement conducteurs. Pour corroborer cette remarque, signalons que l'US Navy n'hésite pas à réaliser des antennes VLF traînantes au sol sur lit de lave aux Hawaï.

#### Fréquence de collision

On adoptera la formule de Thrane et Piggot [THR 66] quasi confondue avec le modèle IRI ou les mesure *in situ* les plus récentes [BEH 08]

$$f_c = 0,8 \cdot 10^6 p \quad (4)$$

où  $p$  est fixé par l'équation barométrique et où le paramètre s'exprime en  $m^2 s^{-1} N^{-1}$  (figure 6)



**Figure 6 :** Evolution de la fréquence de collision  $e^-$ -neutres avec l'altitude.

### Fréquence gyromagnétique

En présence d'un champ magnétique, une autre des caractéristiques du milieu est la fréquence gyromagnétique ou cyclotronique qui est attachée au mouvement circulaire ou hélicoïdal décrit en tout ou partie autour des lignes de force du champ géomagnétique par les électrons mis en mouvement forcé. Cette fréquence de révolution ne dépend que de la charge de l'  $e^-$ , de sa masse et de la valeur locale de  $B_T$ . On aura

$$\omega_B = \frac{B_T \cdot (e^-)}{m} \quad (5)$$

↑  
positif

avec  $(e^-) = -1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  qui, pour nos latitudes, est de l'ordre de  $7 \cdot 10^6 \text{ rad/s}$  soit  $f_B \approx 1,1 \text{ MHz}$  constante dans toute la mésosphère. Ici encore, la réponse du milieu sera différente selon le rapport existant entre la fréquence de l'onde incidente et la fréquence gyromagnétique. Le vecteur gyropulsation instantanée de l'électron  $\omega_B$  dépendant de la force de Lorentz s'exprime selon le sens de  $B_T$ .

### Fréquence de plasma

Une caractéristique fondamentale des gaz ionisés est leur fréquence de plasma qui, **dans un milieu clos**, décrit la fréquence propre d'oscillation de charges dont la répartition *a priori* isotrope est modifiée [FEY 92]. L'oscillation de plasma ne se développe pas dans le milieu ouvert qu'est la région D sauf dans le cas des traînées météoritiques ou d'un émetteur qui serait en transit ionosphérique ou d'émissions dirigées. Si l'on devait qualifier ce mode, on dirait qu'il s'agit d'un mode 0 qui, par analogie, correspondrait à l'oscillation de l'eau au fond d'une coupe, de bord à bord, sous l'effet de la gravité et qui ne se propage pas. On aura

$$\omega_p^2 = \frac{(e^-)^2}{\epsilon_0 m} \cdot [e] \quad (6)$$

avec  $\omega_p$  la pulsation de plasma,  $(e^-)$  la charge de l'électron,  $m$  sa masse,  $[e]$  sa concentration et  $\epsilon_0$  la permittivité du vide. La plupart du temps, on associe à cette formule la valeur approchée de la fréquence de plasma  $f_p = 9 \cdot \sqrt{[e]}$  avec  $[e]$  en  $\text{m}^{-3}$ . C'est la valeur standard utilisée en liaisons décimétriques pour fixer grossièrement, à incidence quasi verticale, l'altitude de réflexion d'un signal de fréquence  $f_0$  quand  $f_0 = f_p$ . Cette simplification n'est pas valable en VLF.

Il reste à expliquer le rôle particulier de cette fréquence dans le phénomène de *réflexion*.

Si on ne tient pas compte des collisions ni du déplacement des ions dont la masse est beaucoup plus grande que celle de  $e^-$ , un électron de charge  $(e)$  placé dans un champ électrique  $E_x$  est soumis à une force

$F = (e) \cdot E_x$  avec

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{(e)}{m} E_x \quad \text{où } m \text{ est la masse de l' } e^-, \text{ soit}$$

$$-m \omega^2 x = (e) \cdot E_x$$

la vitesse de l'électron vaut

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{j \cdot (e)}{m \cdot \omega} \cdot E_x$$

et la densité de courant vaut

$$J = [e] \cdot (e) \cdot \frac{dx}{dt}$$

avec  $[e]$  la concentration électronique, soit

$$J = -j \cdot \frac{(e)^2 \cdot [e]}{m \cdot \omega} \cdot E_x$$

or, si on reprend la dernière équation de Maxwell qui décrit la propagation d'un ébranlement électromagnétique,

$$c^2 \nabla \wedge B = \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{J}{\epsilon_0}$$

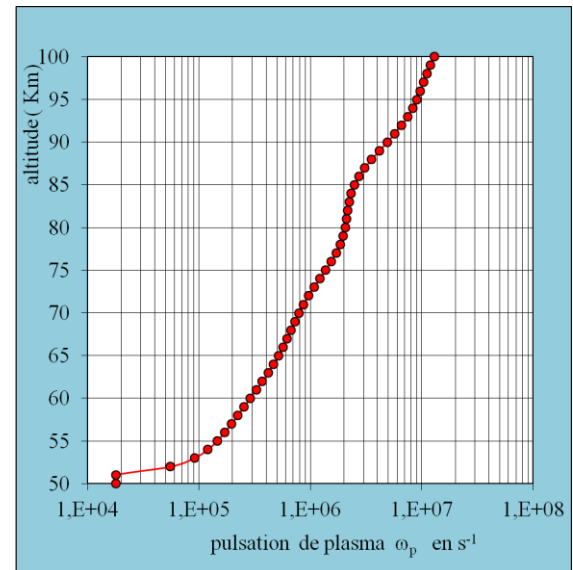
où le deuxième terme du second membre est une description du milieu ionisé, il est évident que l'annulation du second membre interdit toute propagation, soit

$$j\omega E_x = -\left[ -j \cdot \frac{1}{\epsilon_0} \cdot \frac{(e)^2 \cdot [e]}{m \cdot \omega} E_x \right]$$

soit pour une pulsation

$$\omega^2 = \frac{(e)^2 \cdot [e]}{m \cdot \epsilon_0} \quad \text{qui correspond à la pulsation de}$$

plasma  $\omega_p$  (figure 7).



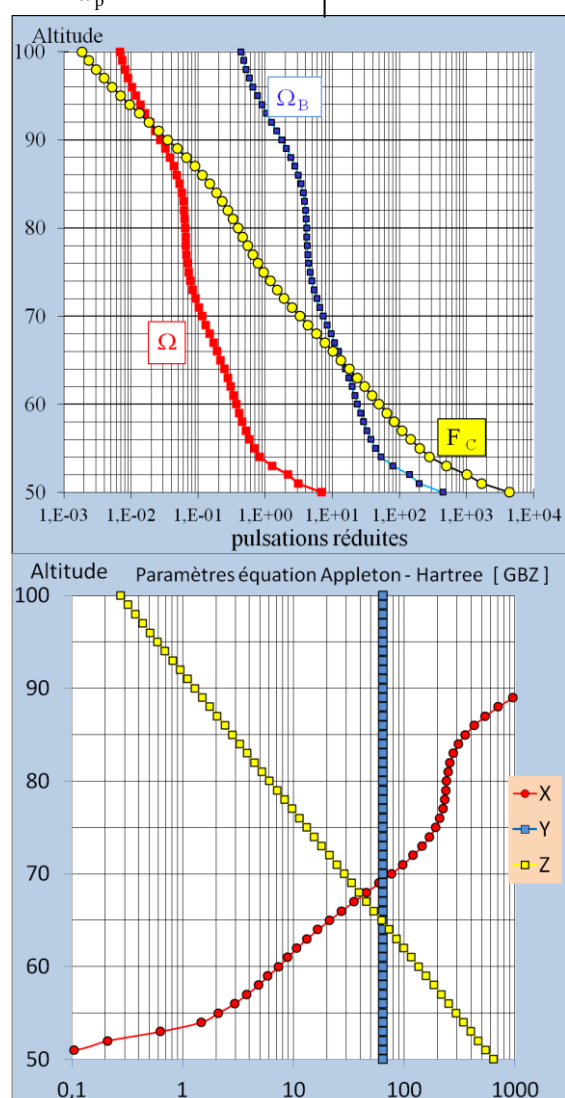
**Figure 7 :** Evolution de la pulsation de plasma avec l'altitude dans la région D (référence : synthèse d23)

La description de la propagation des signaux VLF dans la région D fait appel à l'évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude. Or, l'indice de réfraction fourni par l'équation de Appleton Hartree s'exprime en fonction de rapports entre  $\omega_B$ ,  $f_c$ ,  $\omega_p$  et  $\omega$  la pulsation du signal incident. L'indice  $n$  calculé l'est donc à des fins de télécommunications et non de géophysique. Il est donc opportun et pratique de référencer tous ces rapports à  $\omega_p$  qui évolue avec l'altitude. On dira travailler en grandeurs réduites avec

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}$$

$$\Omega_B = \frac{\omega_B}{\omega_p}$$

$$F_c = \frac{f_c}{\omega_p}$$



**Figure 8 :** Evolution des différents paramètres de l'équation de Appleton Hartree soit en pulsations réduites, soit sous forme « classique ». On remarque immédiatement les différentes altitudes où la fréquence de plasma, la fréquence cyclotronique et la fréquence des chocs jouent un rôle majeur.

## 4 Retour sur l'équation de Appleton Hartree

**4-1** Sous l'influence d'un champ électromagnétique incident, les électrons libres de la basse ionosphère sont mis en mouvement forcé et émettent donc un champ électromagnétique local qui, s'ajoutant au champ inducteur donne naissance au champ électromagnétique transmis dont la phase diffère de celle du champ incident. La restitution, décalée dans le temps, de l'énergie cédée par le champ incident aux  $e^-$  libres du milieu de propagation afin de les mettre en oscillation forcée est la base de la notion d'indice de réfraction. Durant leur mise en oscillation, les électrons entrent en collision avec les neutres locaux, leur cédant difficilement, étant donné le rapport des masses, une partie de leur quantité de mouvement, mais perdent surtout toute information vectorielle relative au mouvement induit antérieur. Ainsi, à chaque choc, la relation de phase existant entre le champ incident et le champ local est-elle perdue, et le rendement de la restitution énergétique se dégrade-t-il. On se trouve devant un phénomène d'absorption d'importance majeure, là où la fréquence de collision neutres -  $e^-$  est grande. Or, et c'est là la caractéristique majeure de la région D, en une quarantaine de kilomètres, la fréquence de collision varie de trois ordres de grandeur (figure 6).

L'indice complexe est explicité par la formule de Appleton Hartree :

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ - \frac{1}{2} \frac{Y_T^2}{1 - X - jZ} \pm \sqrt{\left[1 - X - jZ\right]^2 + Y_L^2}} \quad (\text{équation 8})$$

$$\text{avec } X = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2, Y = \frac{(e^-)B}{m\omega}, Z = \frac{f_c}{\omega}$$

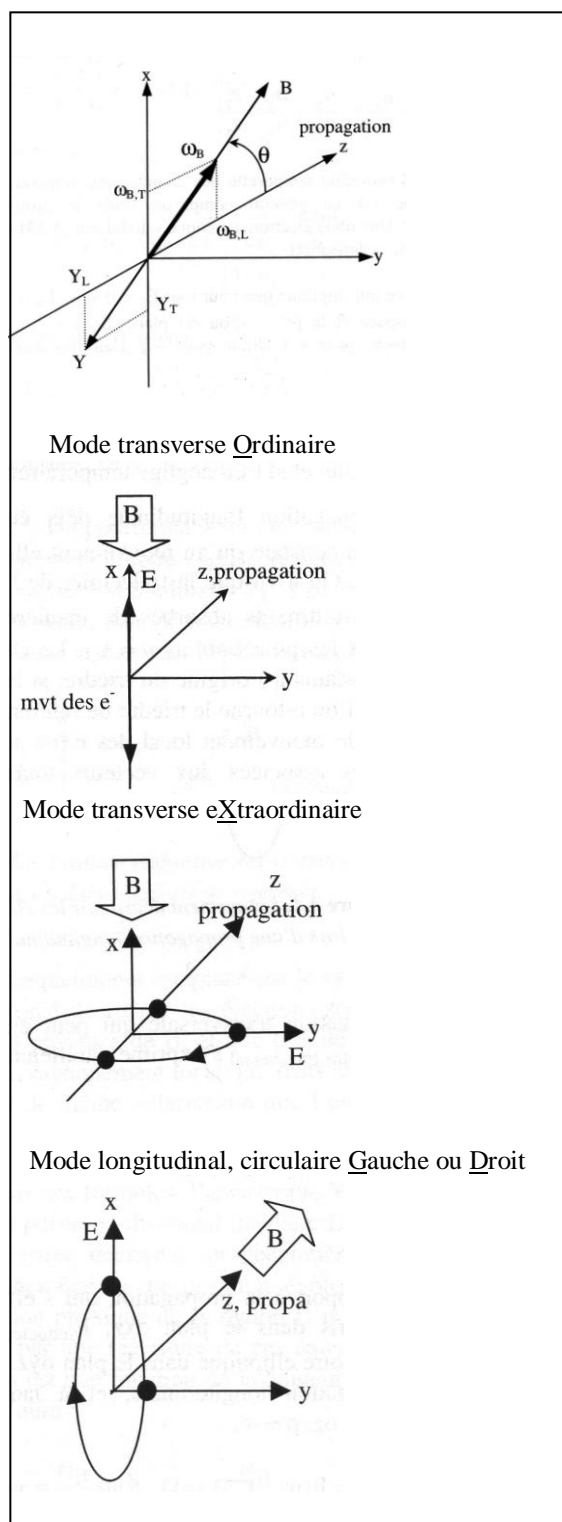
et  $Y_T$  et  $Y_L$  les composantes transversale ou longitudinale par rapport à la direction de propagation. On prêtera attention au fait que le vecteur  $\mathbf{Y}$  (bien que sans dimensions) est antiparallèle au vecteur  $\mathbf{B}_T$  (problème de la signature de  $\omega_B$ ).

En grandeurs réduites on a

$$\Omega_B = \frac{\omega_B}{\omega_p}, \quad \Omega_{BT} = \frac{\omega_B}{\omega_p} \sin \theta, \quad \Omega_{BL} = \frac{\omega_B}{\omega_p} \cos \theta;$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}; F_c = \frac{f_c}{\omega_p}$$

où l'on travaille (figure 9) dans un référentiel dextre  $O,xyz$  où  $Oz$  correspond à la direction de propagation et où, à la suite d'une rotation opportune autour de l'axe  $Oz$ , le vecteur  $\mathbf{B}_T$  est systématiquement compris dans le plan  $xOz$  avec  $\theta$  l'angle compris entre le vecteur  $\mathbf{B}_T$  et  $Oz$ .



**Figure 9 :** Une utilisation de la formule de l'indice de réfraction dans la théorie de Appleton – Hartree nécessite une explication du trièdre de référence générique : le trièdre  $xyz$  est dextre,  $Oz$  est la direction de propagation, le vecteur champ d'induction  $\mathbf{B}_T$  est toujours compris dans le plan  $xOz$ . Le vecteur gyropulsation instantanée de l'électron  $\omega_B$  dépendant de la force de Lorentz s'exprime selon le sens de  $\mathbf{B}_T$ . Si  $\theta$  est l'angle fait par  $\mathbf{B}_T$  par rapport

à  $Oz$ ,  $\omega_B \cdot \cos\theta$  est la composante longitudinale de  $\omega_B$  soit  $\omega_{B,L}$ , tandis que la composante transversale  $\omega_{B,T}$  est égale à  $\omega_B \cdot \sin\theta$ . Le vecteur  $\mathbf{E}$  du champ inducteur s'exprime selon ses composantes  $x$  et  $y$ .

Le vecteur  $\mathbf{Y}$  et ses composantes, sont attachés à la représentation classique de l'équation de Appleton – Hartree .

Dans le mode transverse Ordinaire, le vecteur  $\mathbf{E}$  s'exerce selon  $\mathbf{B}_T$  totalement transverse à la direction de propagation, et le mouvement des électrons est insensible à la présence de  $\mathbf{B}$ . Dans le mode transverse eXtraordinaire, le vecteur  $\mathbf{E}$  est orthogonal au vecteur  $\mathbf{B}_T$  et les électrons décrivent dans le plan  $yOz$  tout ou partie d'un cheminement circulaire autour de  $\mathbf{B}_T$ . Le rayon de giration dit de

Larmor vaut  $r_L = \left| \frac{m \cdot v_{\perp}}{B \cdot (e)} \right|$ . Dans le mode longitudinal,

les électrons décrivent dans le plan  $xOy$  tout ou partie d'une trajectoire circulaire orthogonale au vecteur propagation confondu avec le vecteur  $\mathbf{B}_T$ .

Alors que les modes de propagation transversaux sont signés par des polarisations linéaires, les modes de propagation longitudinaux sont signés par des polarisations circulaires gauche ou droite. Pour éviter les confusions, on n'essaiera pas de greffer, comme dans les vieilles nomenclatures, les termes d' Ordinaire et d' eXtraordinaire sur les polarisations circulaires.

On retiendra donc que l'indice de réfraction n'est pas constant et dépend de l'inclinaison relative du vecteur propagation sur le vecteur  $\mathbf{B}_T$ , donc de l'incidence ionosphérique, donc de la longueur du circuit  $ID$  et de la morphologie du trajet ionosphérique.

Le problème se complique encore dans le cas d'une ionosphère inhomogène où la direction de propagation évolue de manière continue. On peut donc comprendre que, hormis ces cas simples, le phénomène est excessivement complexe, et que l'on cherche à ramener les phénomènes de propagation à des modes quasi transversaux (QT) ou quasi longitudinaux (QL) où l'adjectif "transverse" a bien entendu une signification différente de celle attachée aux termes Transverse Magnétique ou Transverse Electrique qui positionnent les vecteurs  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  attachés à l'onde incidente dans le guide d'onde Terre – région  $D$  indépendamment d'une référence magnétique.

En grandeurs réduites, le vecteur rotation instantanée  $\omega_B$ , donc  $\Omega_B$ , s'exprime dans le sens de  $\mathbf{B}_T$ . Il n'y a pas de conflit de signe avec l'équation « classique » puisque toutes les pulsations gyromagnétiques sont de degrés pairs.

En grandeurs réduites, (équation 9)

$$n^2 = 1 - \frac{1}{\Omega^2 \left[ 1 - j \frac{F_c}{\Omega} - \frac{1}{2} \left( \frac{\Omega_{BT}}{\Omega} \right)^2 \frac{\Omega^2 \{ (\Omega^2 - 1) + j F_c \Omega \}}{(\Omega^2 - 1)^2 + F_c^2 \Omega^2} \pm \sqrt{B^2 + \left( \frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right)^2} \right]}$$

où l'on remarque que le fait de travailler en propagation longitudinale ou transversale simplifie l'équation en faisant disparaître le radical du dénominateur.

Dans le cas de la propagation transversale, l'annulation de  $\Omega_{BL}$  et le choix du signe + devant le radical ramène la formule à celle de l'indice de réfraction le plus simple, sans intervention du vecteur  $\mathbf{B}_T$ , il s'agit de l'onde qualifiée d'Ordinaire.

$$n_O^2 = 1 - \frac{1}{\Omega^2 - j F_c \Omega} \quad (10)$$

et, dans le cas où l'on négligerait les chocs

$$n^2 = 1 - \frac{1}{\Omega^2} \quad (11)$$

où l'indice est nul, donc représentatif d'une réflexion à incidence verticale si  $\Omega^2 = 1$  soit  $\omega = \omega_p$ . On retrouve bien le cas simplifié du phénomène de réflexion accompagnant figure 7.

Le choix du signe - devant le radical correspond à l'onde eXtraordinaire.

Dans un but de simplification, on établira des conditions de propagation quasi longitudinales (QL) qui concernent les polarisations circulaires ou quasi transversales (QT) qui concernent les polarisations linéaires en négligeant soit le terme en  $\Omega_{BT}/\Omega$  soit en  $\Omega_{BL}/\Omega$ . On remarquera que le fait que l'on soit en propagation QT ou QL ne dépend pas exclusivement de l'angle  $\theta$  fait par le vecteur  $\mathbf{B}_T$  et la direction de propagation, mais également des propriétés physiques du milieu, donc de l'altitude.

On admettra que si

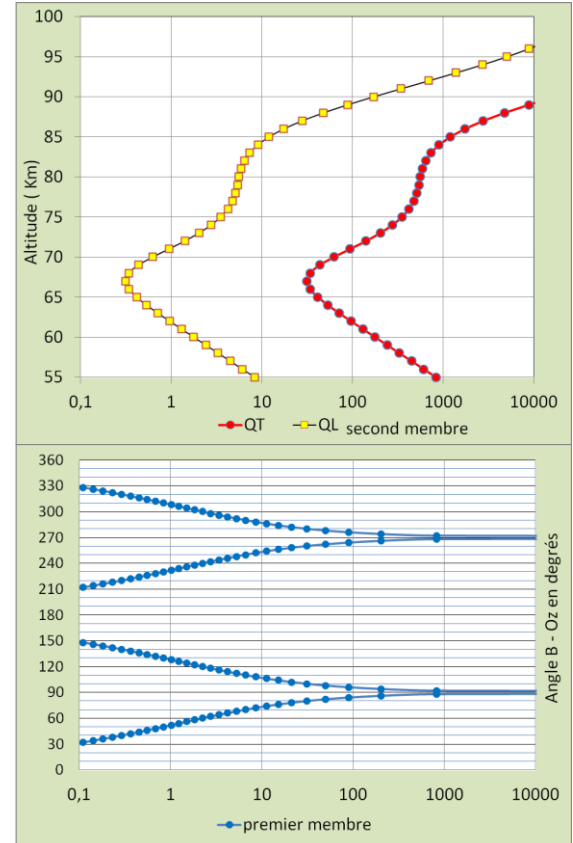
$$\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Omega_{BT}}{\Omega} \right)^2 \frac{\Omega^2 \{ (\Omega^2 - 1) + j F_c \Omega \}}{(\Omega^2 - 1)^2 + F_c^2 \Omega^2} \right]^2 > 10 \cdot \left[ \frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right]^2$$

on est en mode QT, tandis que si

$$\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{\Omega_{BT}}{\Omega} \right)^2 \frac{\Omega^2 \{ (\Omega^2 - 1) + j F_c \Omega \}}{(\Omega^2 - 1)^2 + F_c^2 \Omega^2} \right]^2 < \frac{1}{10} \cdot \left[ \frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right]^2$$

on est en mode QL avec le facteur 10 « discutable » (on peut prendre 9 qui, opportunément, est un carré), soit, en prenant le module de la partie complexe :

$$\begin{aligned} \frac{\sin^4 \theta}{\cos^2 \theta} &> 40 \frac{1}{\Omega^2 \cdot \Omega_B^2} \left\{ [\Omega^2 - 1]^2 + F_c^2 \Omega^2 \right\} \rightarrow \text{QT} \\ \frac{\sin^4 \theta}{\cos^2 \theta} &< 0,4 \frac{1}{\Omega^2 \cdot \Omega_B^2} \left\{ [\Omega^2 - 1]^2 + F_c^2 \Omega^2 \right\} \rightarrow \text{QL} \end{aligned} \quad (\text{équation 12})$$



**Figure 10 : Approximation QT QL .** On sélectionne la valeur de l'angle  $\theta$  fait par le vecteur  $\mathbf{B}$  et la direction de propagation . La valeur du premier membre se lit en abscisse du graphique du bas . On remonte cette valeur dans le graphique du haut où figurent en jaune la valeur maximale qui autorise une propagation QL, tandis qu'on trouve en rouge la fonction qui définit la valeur minimale caractéristique d'une propagation QT plus contraignante . On remarquera que les termes QT et QL n'ont pas de grande signification géométrique . Ainsi, à 85 Km d'altitude peut-on être en mode QL avec un angle  $\theta$  de  $70^\circ$  ! Pour une valeur d'inclinaison de  $B_T$  de l'ordre de  $65^\circ$  et pour un angle d'incidence ionosphérique du vecteur de propagation de l'ordre de  $75^\circ$ ,  $\theta$  varie, pour un circuit Sud - Nord, de  $80^\circ$  pour le rayon montant à  $50^\circ$  pour le rayon descendant . La propagation est donc hybride .

#### 4-2 Première idée sur les équations 10, 11 et 9 .

Quand on évoque la réflexion d'une onde électromagnétique, l'Electricien songe automatiquement au principe de l'antenne directive munie d'un réflecteur plan situé à un quart de  $\lambda$  du radiateur, aux courants induits dans le premier, et au doublement du champ électrique au niveau du second dû à la différence de chemin optique aller - retour de  $2 \cdot \frac{\lambda}{4}$  entre l'onde incidente et l'onde réfléchi aug-

mentée de l'inversion de phase liée à la loi de Lenz . La totalité du raisonnement est sous-jacente à la seconde équation de Maxwell  $\nabla \wedge \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$  .

Pour lui, les angles d'incidence et de réflexion étant nuls, au niveau du réflecteur l'onde réfléchi est en opposition de phase sur l'onde incidente et la réflexion est spéculaire bien qu'il sache que les courants induits se développent dans l'épaisseur de la profondeur de peau du réflecteur . Considérant le réflecteur comme parfaitement conducteur, il étend le raisonnement à l'incidence oblique . Il se rend alors compte que son image qu'il croit voir dans un miroir [l'objet est virtuel] n'est que l'interférence au niveau de son œil du rayonnement issu de son visage et de celui généré dans le tain du miroir par les courants induits . Il comprend par la même occasion qu'il ne peut se voir dans un miroir fait d'un isolant, et un peu dans l'eau , et que les couleurs sont respectées .

Lors du phénomène de réflexion,

1. le plan d'incidence est confondu avec le plan de réflexion
2. l'angle d'incidence  $i$  est égal à l'angle de réflexion  $r$  au signe près [mesure par rapport à la normale au point d'incidence]

règles qui permettent de résoudre ce problème éminemment complexe avec une règle et un compas .

Les lois de la réfraction qui s'intéressent à l'onde transmise d'un milieu à un autre sont beaucoup plus subtiles

1. le plan de réfraction est confondu avec le plan d'incidence
2. les angles d'incidence et de réfraction dans les deux milieux sont redevables de la loi de Snell - Descartes  $n_1 \sin i = n_2 \sin r$  où  $n_1$  et  $n_2$  sont les indices de réfraction des milieux 1 et 2

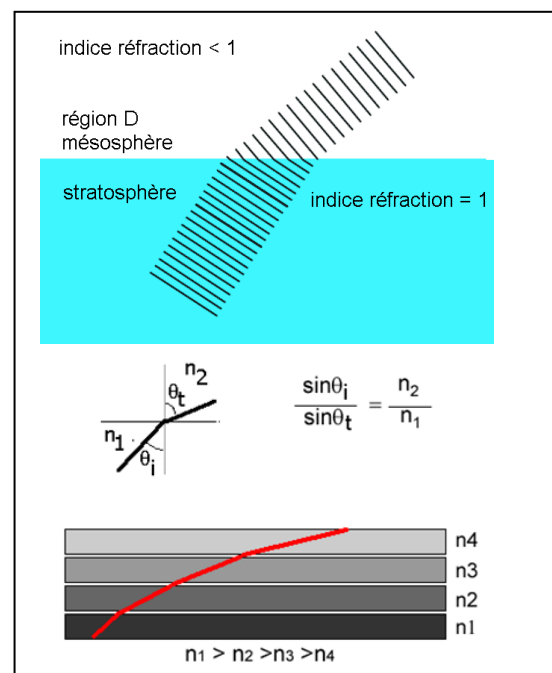
où l' on préférera l'écriture  $n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t$  avec les indices  $i$  pour incident et  $t$  pour transmis afin de lever l'ambiguïté avec le  $r$  de "réfléchi" .

Physiquement on doit être proche d'un phénomène tel que celui décrit figure 11 où l' indice de réfrac-

tion s'exprime par  $v_\varphi = \frac{c}{\underbrace{\sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}}_n}$  avec  $\epsilon_r$  la per-

mittivité relative et  $\mu_r$  la perméabilité relative du milieu où, en général  $\mu_r = 1$  et donc

$v_\varphi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$  et  $n^2 = \epsilon_r$  où  $\epsilon_r$  est en fait un complexe .



**Figure 11** : phénomène de réfraction dans la région D en supposant, en haut que son indice de réfraction est constant jusqu' à ce que l' on atteigne l'altitude virtuelle de réflexion, et en bas en supposant l' existence d' un gradient d' indice . L'angle de transmission étant plus grand que l'angle d' incidence, l' indice de réfraction est plus petit que 1 . Or, classiquement, l' indice de réfraction  $n$  représente le rapport existant entre la vitesse de la lumière  $c$  et la vitesse de phase dans le milieu . On aura donc en première approche

$v_\varphi = \frac{c}{n}$  avec  $v_\varphi > c$  qui semble paradoxal ! Il n'en

est rien . La courbure de la trajectoire implique que la longueur d'onde associée à la distance séparant deux fronts d'onde consécutifs est plus grande dans le milieu ionisé que dans l' air, et à période constante (la fréquence ne change pas) le front d'onde semble se déplacer à une vitesse plus grande que  $c$  ,  $v_\varphi = \frac{\lambda_{\text{locale}}}{T}$  .

Il ne s'agit toutefois pas d'un phénomène de propagation mais bien d' une genèse locale où le champ généré par les électrons libres mis en mouvement forcé interagit avec le champ incident donnant ainsi naissance au champ qui se développe in situ .



En examinant la figure 8, on constate que sous le seuil des 90 Km, la fréquence de collision est plus grande ou beaucoup plus grande que la fréquence du signal incident . Ainsi à 70 Km d'altitude, le mouvement induit des électrons subit en moyenne 30 chocs lors d'un cycle d'oscillation , et la formule **10** s'impose plutôt que la formule **11** . En extrayant les racines complexes de l'équation de A-H , on obtient l'indice de réfraction

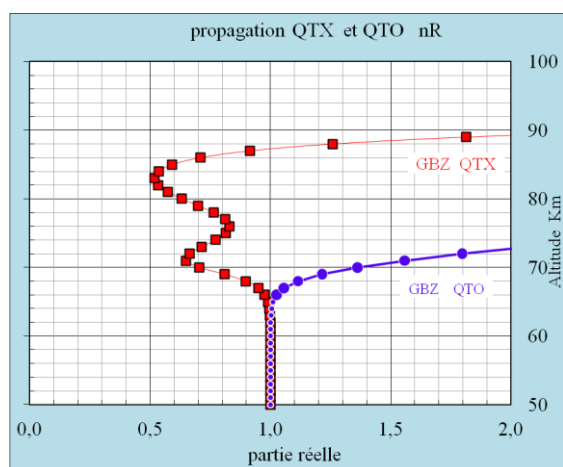
$$n = n_R - j.n_I \text{ souvent écrit } n = \mu - j\chi$$

En portant les paramètres du milieu dans l'équation, on peut calculer la partie réelle de l'indice de réfraction  $n_{RO}$  de l'équation **10** évoluant avec l'altitude . Il s'agit de l'onde Ordinaire où le signe + intervient au dénominateur de l'équation de A-H en mode transverse .

On peut procéder de même pour l'onde eXtraordinaire ( indice réel  $n_{RX}$ ) quand le vecteur  $\mathbf{E}$  incident est orthogonal au vecteur  $\mathbf{B}_T$  ( figure 12) où

$$n_X^2 = 1 - \frac{1}{\Omega^2 \left[ 1 - j\frac{F_c}{\Omega} - \frac{\left(\frac{\Omega_{BT}}{\Omega}\right)^2 \Omega^2 \left\{ (\Omega^2 - 1) + jF_c\Omega \right\}}{(\Omega^2 - 1)^2 + F_c^2 \Omega^2} \right]}$$

équation **13**



**Figure 12 :** Partie réelle de l'indice de réfraction en mode transversal . Les polarisations concernées sont planes . La région D est absolument transparente jusqu'à 65 Km d'altitude . Le parcours de l'onde Ordinaire est caractérisé par une concavité tournée vers le haut, tandis que le parcours de l'onde eXtraordinaire présente une concavité tournée vers le bas en dessous de 88 Km . Il ne s'agit donc pas, dans le cas de l'onde X, d'une réflexion mais bien d' un « mirage », remarque qui prendra toute son importance quand il s'agira de calculer les retards de phase lors du transit ionosphérique .

On peut, de la même manière extraire les parties imaginaires des indices qui sont représentatives du

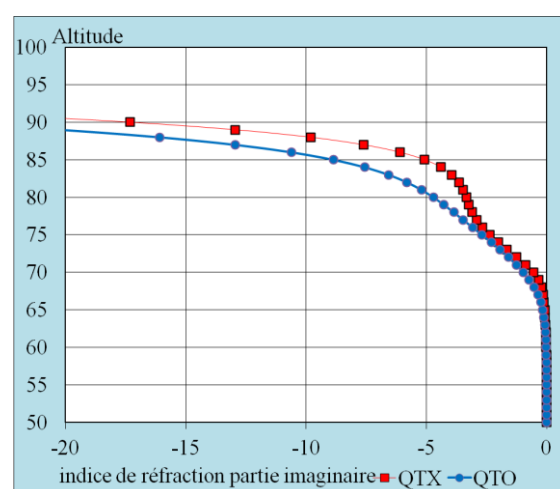
terme d'amortissement  $e^{-\omega n_I \frac{z}{c}}$  où  $z$  est la longueur de parcours dans la région D où

$$d = \frac{c}{\omega n_I} \quad (14)$$

est la profondeur de pénétration attachée à l' amplitude du champ incident . La profondeur de pénétration correspond à un coefficient de transmission de  $\frac{1}{e}$  et est l'inverse du coefficient d'absorption . Pour

ce qui est de la profondeur de pénétration correspondant au flux énergétique, on aura

$$d^* = \frac{c}{2\omega n_I}$$



**Figure 13 :** partie imaginaire de l'indice de réfraction des ondes O et X dans le cas de la propagation transverse . Les deux indices sont égaux sous le seuil des 75 Km . Toutefois, l'indice imaginaire en mode QTO s'applique à une onde qui traverse la région D et qui, in fine ne sert qu'à chauffer cette dernière, tandis que l'onde QTX à concavité tournée vers le bas n'atteindra pas la tranche supérieure de la région D .

Ainsi donc, seule l'onde QTX peut donner lieu à un cheminement à concavité tournée vers le bas . Il existe toutefois un prescrit rédhibitoire : pour des raisons évidentes de rendement, les aériens sont la source d'un rayonnement qui se propage en mode TM, soit en polarisation verticale, avec  $\mathbf{E}$  compris dans le plan d'incidence ionosphérique . Pour les circuits qui nous occupent, l'incidence ionosphérique est de l'ordre de 75° et, par exemple, pour un circuit montant Sud – Nord, le vecteur  $\mathbf{E}$  fait un angle de l'ordre de 10° avec le vecteur  $\mathbf{B}_T$  . On se retrouve donc *de facto* dans le cas d'un mode QTO incapable de générer un retour de l'onde vers le sol ... Or, l'expérience montre clairement qu'il existe une onde réfléchiée en polarisation plane et en mode TM ....

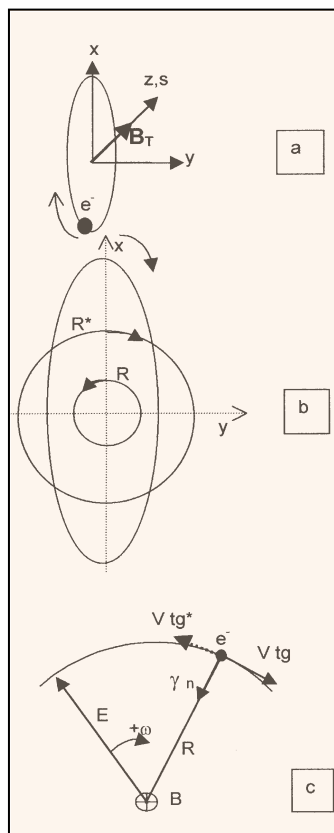
### 4-3 Les polarisations circulaires

On travaille dans un domaine de fréquences où  $\Omega_B$  est approximativement 60 fois plus grande que  $\Omega$ .

Dans le domaine des télécommunications, il est trivial d'affirmer que sous l'influence du champ magnétique terrestre s'exerçant selon la direction de propagation, une polarisation linéaire dégénère en deux polarisations circulaires gauche et droite. Cependant, rien a priori n'indique que sous l'influence de  $\mathbf{B}_T$ , la trajectoire de l'électron doit se scinder en deux trajectoires circulaires de sens de parcours différents ...

Pour ce qui concerne la description physique du mouvement des électrons, le vecteur de référence est le vecteur  $\mathbf{B}_T$  et sont qualifiés de « droites » les rotations dont le vecteur rotation instantané est de même sens que  $\mathbf{B}_T$ .

Pour ce qui concerne la propagation, on n'utilisera que les termes « circulaire gauche ou droit » en regardant dans le sens du vecteur d'onde ou de Poynting. qui ont le mérite d'être sans ambiguïté. Dans l'hémisphère Nord, pour les circuits Sud-Nord, les sens sont les mêmes. On bannira pour les polarisations circulaires les termes « ordinaire et extraordinaire » qui desservent la clarté [ALT 70], [QUE 75],



**Fig14** : réponse des  $e^-$  à la sollicitation d'un champ électrique harmonique en présence d'un champ d'induction  $\mathbf{B}_T$ .

$R = R_G$  ;  
 $R^* = R_D = K.R$   
 $V_{tg^*} = v_G$   
 $V_{tg} = v_D$   
 $Z$  : vecteur d'onde  
 $s$  : vecteur de Poynting

On montrera, [fig 13-a], le sens de  $\mathbf{B}_T$  étant confondu avec celui de  $z$  ou de  $s$ , et  $\mathbf{E}$  s'exerçant selon  $ox$  que, en l'absence de chocs :

#### 4-3-1 La trajectoire décrite par l' $e^-$ est droite (horlogique)

En effet, la vitesse de l'électron s'exprime dans le plan  $xy$ , et en présence d'un champ magnétique orthogonal à ce plan, le vecteur rotation instantané de la particule négative a le même sens que  $\mathbf{B}$ .

On se rappellera que ( $e^-$ ) est la charge de l'électron signée, donc un nombre négatif

#### 4-3-2 La trajectoire est une ellipse droite :

$$\mathbf{E}_{(x)} = E_0 \cos \omega t ; \quad \mathbf{E}_y = \mathbf{E}_z = 0$$

$$\begin{cases} \mathbf{F}_{(x)} = (e^-)[\mathbf{E}_x + \mathbf{v}_y \wedge \mathbf{B}_T] & \rightarrow F_{(x)} = (e^-)[E_x + v_y B_T] \\ \mathbf{F}_{(y)} = (e^-)[\mathbf{v}_x \wedge \mathbf{B}_T] & \rightarrow F_{(y)} = -(e^-)v_x B_T \end{cases}$$

$$\text{avec } \frac{d}{dt} = j\omega \text{ et } \frac{d^2}{dt^2} = -\omega^2 ,$$

$$\left\{ \begin{array}{l} -m\omega^2 x = (e^-)[E_x + j\omega y B_T] \\ -m\omega^2 y = -(e^-)j\omega x B_T \end{array} \right\} \text{ où } \omega_B = \frac{(e^-)B_T}{m} \text{ positif}$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} x = \frac{(e^-)E_x}{m} \cdot \frac{1}{\omega_B^2 - \omega^2} \\ y = -j \frac{\omega_B}{\omega} \cdot x \end{array} \right\} \quad \frac{y}{x} = -j \frac{\omega_B}{\omega} \quad (15)$$

qui représente bien une ellipse comprise dans le plan  $xy$  où  $y$  est en quadrature retard sur  $x$  et où  $y$  est nul pour  $B_T = 0$ .

#### 4-3-3 La trajectoire est la combinaison de deux mouvements circulaires de même pulsation et de sens de parcours opposés [fig 14-b].

Ces trajectoires sont liées à deux forces continûment coplanaires contre-rotatoires comprises dans  $xy$  :

Mouvement circulaire droit

$$x = KR \cos \omega t \quad y = KR \sin \omega t$$

Mouvement circulaire gauche

$$x = R \cos(-\omega t) \quad y = R \sin(-\omega t)$$

Mouvement global

$$x = R \cos \omega t [1+K] \quad y = R \sin \omega t [K-1]$$

où le rapport entre les axes  $a_y$  et  $b_x$  vaut

$$\frac{a_y}{b_x} = \frac{K-1}{K+1} = \frac{\omega_B}{\omega} \rightarrow K = \left| \frac{\omega_B + \omega}{\omega_B - \omega} \right| \quad (16)$$

On remarquera que lorsque  $\omega_B = \omega$ , la trajectoire est circulaire, théoriquement de rayon infini, et que seule la sollicitation circulaire droite existe .

#### 4-3-4 La trajectoire peut être due à la combinaison de deux champs tournants de même module et contre - giratoires [fig 14- c].

En effet, avec  $D$  et  $G$  les indices signifiant Droite et Gauche,

$$F = (e^-) [E \pm v_{tg} \Lambda B] \text{ avec } v_{tg} = \omega R$$

$$\begin{aligned} F_D &= (e^-) [E_D + v_{D} B] \rightarrow \\ -m\omega^2 R_D &= (e^-) E_D + \omega R_D B(e^-) \rightarrow \\ R_D &= -\frac{(e^-) E_D}{m\omega} \cdot \frac{1}{\omega - \omega_B} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} F_G &= (e^-) [E_G - v_G B] \rightarrow \\ -m\omega^2 R_G &= (e^-) E_G - \omega R_G B(e^-) \rightarrow \\ R_G &= -\frac{(e^-) E_G}{m\omega} \cdot \frac{1}{\omega + \omega_B} \end{aligned}$$

$$\text{et } \frac{R_D}{R_G} = \left| \frac{\omega_B + \omega}{\omega_B - \omega} \right| \text{ cohérent avec (16)}$$

La trajectoire elliptique droite décrite par l'électron peut donc être générée

- soit par un champ électromagnétique de polarisation plane en présence de  $\mathbf{B}_T$  et orthogonal à ce dernier
- soit par une combinaison de deux champs tournants contre giratoires de même amplitude induisant une composition de trajectoires circulaires de rayons différents, donc auxquelles sont attachées des énergies cinétiques différentes . Les champs tournant appartenant au plan xy sont les composantes d'un champ électromagnétique se propageant selon la direction de  $\mathbf{B}_T$

l'équation (15) montre que l'ellipse dont le grand axe est, dans le cas de GBZ, 60 fois plus grand que le petit axe se ramène quasiment à un segment de droite orthogonal au plan d'oscillation de  $\mathbf{E}$  incident .

Comme on le montrera, les vitesses de propagation des vecteurs  $E_{\text{droite}}$  et  $E_{\text{gauche}}$  ne sont pas égales, et induisent par battement spatial une modification de position du grand axe de l'ellipse décrite par les électrons . On trouve ici la source de l'effet Faraday .

#### 4-4 Le vecteur polarisation

Dans la théorie magnéto ionique, la définition du vecteur polarisation précède celle de l'indice de réfraction, on a

$$\rho = \frac{E_y}{E_x} \text{ avec}$$

$$\rho = j \left[ \frac{Y_T^2}{2 Y_L [1 - X - jZ]} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4 Y_L^2 [1 - X - jZ]^2} + 1} \right]$$

et

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ + jY_L \rho} = \frac{X}{1 - jZ - \left[ \frac{1}{2} \frac{Y_T^2}{1 - X - jZ} \pm \sqrt{\frac{1}{4} \frac{Y_T^4}{[1 - X - jZ]^2} + Y_L^2} \right]}$$

où, en grandeurs réduites, avec le signe moins qui traduit l'opposition des vecteurs  $Y_L$  et  $\Omega_{BL}$ ,

$$\rho = j \left[ \frac{\left( \frac{\Omega_{BT}}{\Omega} \right)^2}{2 \left( \frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right) \left( 1 - \frac{1}{\Omega^2} - j \frac{F_c}{\Omega} \right)} \pm \sqrt{\frac{\left( \frac{\Omega_{BT}}{\Omega} \right)^4}{4 \left( \frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{\Omega^2} - j \frac{F_c}{\Omega} \right)^2} + 1} \right]$$

soit

$$\rho = j \left\{ -A \pm \sqrt{A^2 + 1} \right\} \text{ où } A \text{ est nul en mode}$$

longitudinal, et  $\rho = \pm j$  qui amène

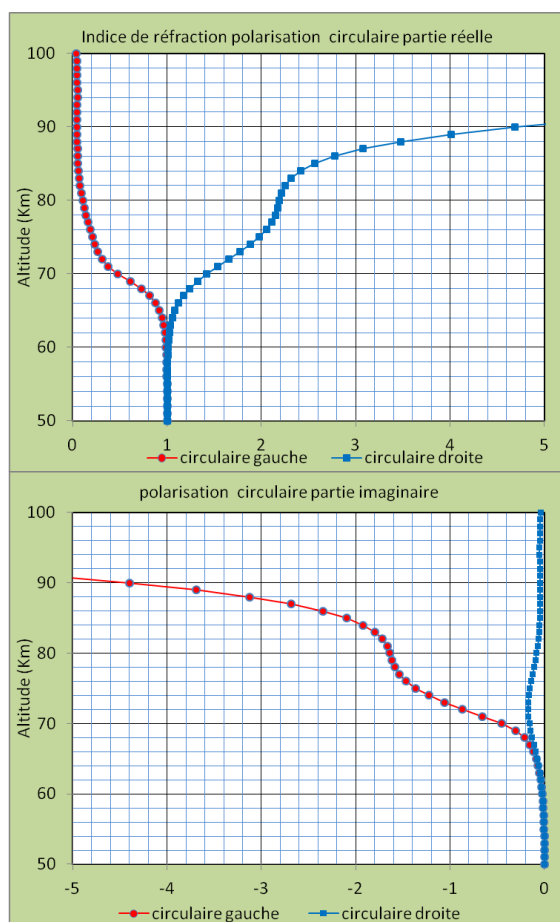
$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - jZ + jY_L \rho} = \frac{1}{1 - j \frac{F_c}{\Omega} \pm j^2 \left( -\frac{\Omega_{BL}}{\Omega} \right)} = 1 - \frac{1}{\Omega^2} \cdot \frac{1}{1 - j \frac{F_c}{\Omega} \pm \frac{\Omega_{BL}}{\Omega}}$$

soit, équation 17

$$n^2 = 1 - \frac{1}{\Omega^2} \frac{1 \pm \frac{\Omega_{B,L}}{\Omega}}{\left( 1 \pm \frac{\Omega_{B,L}}{\Omega} \right)^2 + \frac{F_c^2}{\Omega^2}} - j \frac{F_c}{\Omega} \frac{1}{\Omega^2} \frac{1}{\left( 1 \pm \frac{\Omega_{B,L}}{\Omega} \right)^2 + \frac{F_c^2}{\Omega^2}}$$

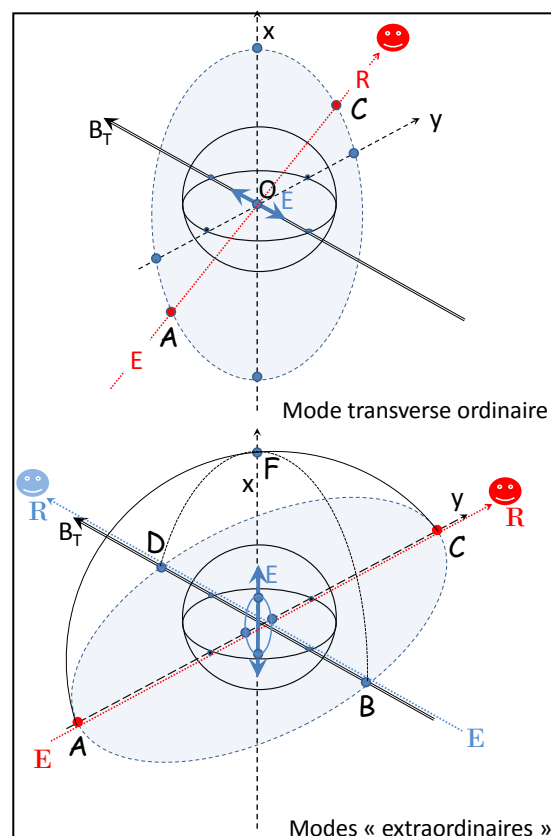
Avec  $\rho = \frac{E_y}{E_x} = \pm j$ , où le signe +, représentatif

d'une avance de phase de  $E_y$  sur  $E_x$  correspond à une circulaire gauche et le signe - à une circulaire droite. En extrayant les parties réelle et imaginaire, on obtient l'évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'altitude.



**Figure 15 :** évolution des parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction en polarisations circulaires gauche et droite. La circulaire gauche présente une concavité tournée vers le bas, tandis que la circulaire droite se propage au travers de la région D sans atténuation. La région D est transparente jusqu'à une altitude de 63 Km (jour calme). On peut qualifier l'onde circulaire gauche de rapide et la droite, de lente.

On peut résumer les différents types de polarisations en procédant dans figure 9 à un changement de référentiel en amenant au moyen d'une rotation opportune autour de l'axe oy le vecteur  $\mathbf{B}_T$  dans le lit du vecteur Oz, le vecteur propagation devenant ainsi mobile. La figure 16, qui ne tient pas compte du phénomène de réfraction a néanmoins le mérite de clarifier la situation et d'expliquer les vieux termes de polarisations ordinaire et extraordinaires.

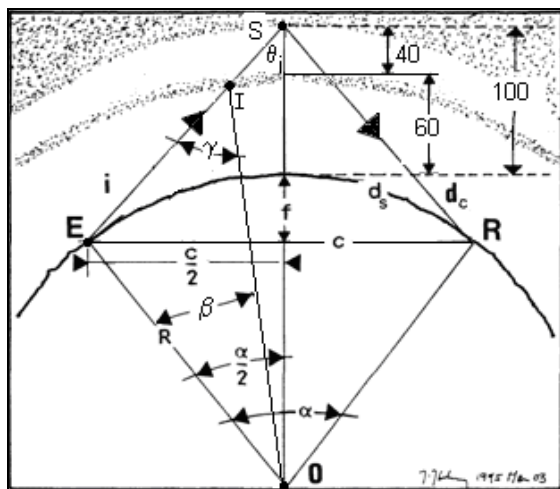


**Figure 16 :** on supposera une sphère minimaliste d'ionosphère à laquelle s'applique l'équation de A-H en dehors de laquelle les propagations se font en ligne droite dans un plan orthogonal au vecteur  $\mathbf{E}$ . Soit 16 haut, un vecteur  $\mathbf{E}$  situé au centre de la sphère dans le lit de  $\mathbf{B}_T$ . La force de Lorentz ne se manifeste pas, et la propagation s'effectue sans intervention du champ magnétique terrestre. Quelle que soit la position de l'émetteur dans le plan Oxy, le récepteur détecte une polarisation linéaire identique à celle de l'émetteur. Ce type de propagation est dit en mode Transverse Ordinaire. Il est redevable de l'équation 10.

Soit 16 bas où le vecteur  $\mathbf{E}$  local, quelle que soit sa source, est orthogonal à  $\mathbf{B}_T$ . On sait, § 4-3, que le champ  $\mathbf{E}$  peut être généré par deux champs tournants contre giratoires coplanaires situés dans le plan Oxy. Vus de C, ces champs tournants n'offrent qu'une composante linéaire selon l'axe des x. Si l'émetteur est situé en A, on dira être en propagation Transverse eXtraordinaire [équation 13]. Les récepteurs se déplaçant selon l'arc AFC détecteront également une polarisation linéaire. Vue de D, la polarisation est circulaire, stricto sensu, [équation 17], et les récepteurs situés sur les arcs AB, BC, CD, DA, BF, FD détecteront des polarisations elliptiques. Le graphique est, bien entendu, muet sur le sens des polarisations circulaires. La propagation Transverse eXtraordinaire n'est ainsi qu'un cas particulier des polarisations circulaires.

## 5 Propagation géométrique

5-1 La figure 17 représente la géométrie d'un circuit de propagation 1D où la vitesse de propagation des ondes est supposée être égale à  $c$ .



**Figure 17 :** géométrie de propagation d'un circuit 1D . Le plancher de la région D est supposé être à 60 km d'altitude, tandis que son toit est à 100 km .  $R = 6378 \text{ Km}$  ;  $E$  : Emetteur ,  $R$  : Récepteur  $d_s$  : la distance au sol ;  $d_c$  : la " distance de ciel "  $i$  : la demi distance de ciel ;  $\alpha$  : angle au centre sous-tendant  $d_s$  ;  $\theta_i$  : l'angle d'incidence

Pour  $h_{\max} = 90 \text{ Km}$ , la distance maximale d'ouverture pour un circuit 1D est de

$$d_{s, \max} = 2R \arccos \frac{R}{R+h} \approx 2130 \text{ Km} \quad (18)$$

et la différence de trajets optiques  $\varepsilon$  exprimée en longueurs d'onde est alors donnée par

$$f = R \left[ 1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right]$$

$$\frac{c}{2} = R \sin \frac{\alpha}{2}$$

$$i^2 = R^2 \sin^2 \frac{\alpha}{2} + \left\{ h + R \left[ 1 - \cos \frac{\alpha}{2} \right] \right\}^2$$

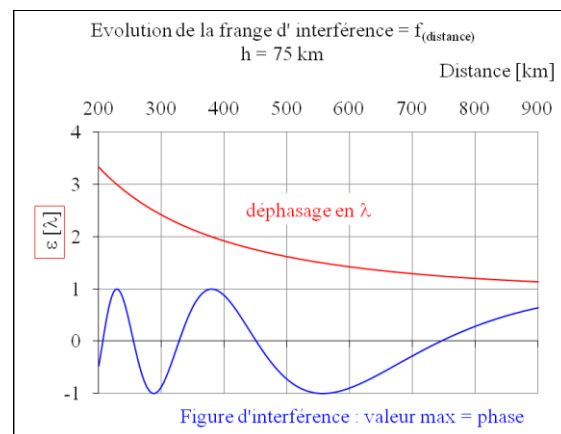
$$i^2 = 2R[R+h] \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h^2$$

$$d_c = 2 \sqrt{2R[R+h] \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h^2}$$

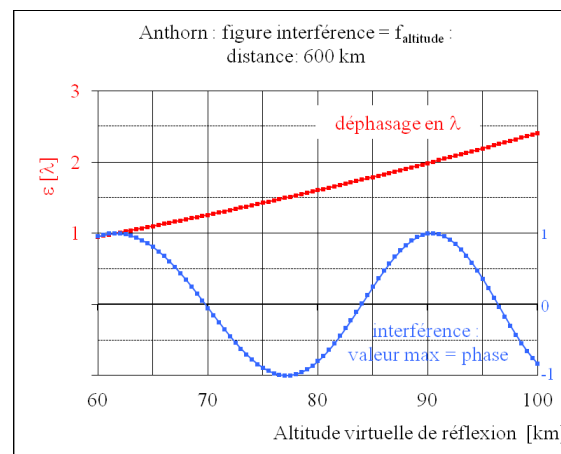
$$d_c - d_s = 2 \sqrt{2R[R+h] \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h^2} - d_s \quad (19)$$

$$\varepsilon = \frac{2 \sqrt{2R[R+h] \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h^2} - d_s}{\lambda} = f[h, d_s, \lambda]$$

dont on trouvera figures 18 et 19 les évolutions en fonction de la distance et de la hauteur virtuelle de réflexion . L'amplitude de la fonction d'interférence où l'on a associé à  $\varepsilon$  la valeur  $\cos(2\pi \cdot \varepsilon)$  ne tient pas compte des amplitudes relatives ciel - sol .



**Figure 18 :** évolution de la différence de trajet optique, soit de la frange d'interférence, avec  $h$  comme paramètre dans le cas de GBZ . La figure d'interférence évolue lentement avec la distance puisque le triangle courbe ESR est très obtus .

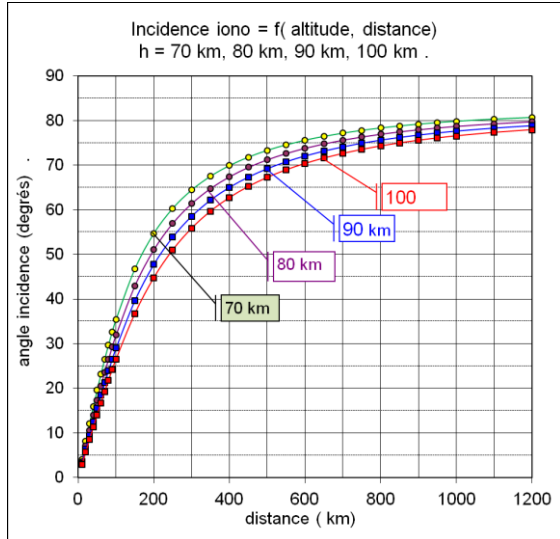


**Figure 19 :** évolution de la frange d'interférence avec l'altitude virtuelle de réflexion avec  $d_s$  comme paramètre . On gardera présent à l'esprit qu'il s'agit d'un trajet ionosphérique virtuel qui suppose entre autres que la longueur d'onde locale du signal est identique à celle dans le vide . On remarquera qu'une différence de trajet optique d'un nombre entier de  $\lambda$  correspond à un déphasage nul .

L'angle d'incidence  $\theta_i$  qui présente de l'intérêt pour calculer les coefficients de réflexion ionosphériques et les possibles modifications de polarisation passant du mode TM pour l'onde montante au mode TE pour l'onde descendante vaut :

$$\theta_i = \arctg \frac{\frac{c}{f+h}}{R \cdot \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h} = \arctg \frac{R \cdot \sin \frac{d_s}{2R}}{R \cdot \left[ 1 - \cos \frac{d_s}{2R} \right] + h} \quad (20)$$

représenté figure 20



**Figure 20 :** angle d'incidence ionosphérique en tenant compte de la sphéricité de la Terre . Encore faut-il, pour les faibles distances, que le diagramme de rayonnement de l'antenne autorise une incidence quasi verticale ... Pour les distances plus grandes que 700 km,  $\theta_i$  évolue peu et la zone de réception peut être éclairée par des fronts d'onde qui ont suivi des trajets un peu différents ( la zone de réflexion est alors assimilable à un ellipsoïde dont la durée des trajets de ciel serait constante ) .

On sera amené à apprécier la différence entre le trajet fictif égal à 2. IS dans la région D avec le trajet réel dépendant de l'évolution de l'indice de réfraction . On aura à la suite d'un calcul assez peu coopératif, en considérant le triangle OEI et en supposant le plancher de la région D à une altitude de 60 km :

$$\frac{R+60}{\sin\left(\pi - \left[\theta_i + \frac{\alpha}{2}\right]\right)} = \frac{R}{\sin \gamma}$$

$$\sin \gamma = R \cdot \frac{\sin\left(\theta_i + \frac{\alpha}{2}\right)}{R+60}$$

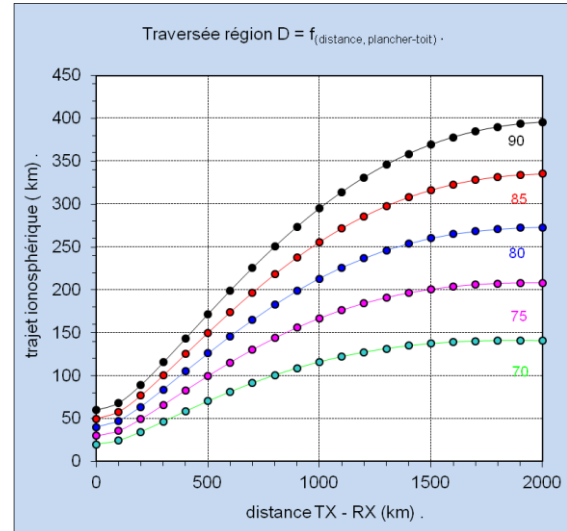
$$\beta = \pi - \left[ \pi - \theta_i - \frac{\alpha}{2} \right] - \arcsin(\sin \gamma)$$

$$\frac{EI}{\sin \beta} = \frac{R+60}{\sin\left(\theta_i + \frac{\alpha}{2}\right)} \text{ avec } ES = \frac{c}{2 \sin \theta_i}$$

dont on tire

$$2.IS = 2 \cdot \left[ \frac{c}{2 \cdot \sin \theta_i} - \frac{\sin \beta \cdot (R+60)}{\sin\left(\theta_i + \frac{\alpha}{2}\right)} \right] \quad (21)$$

représenté figure 21 .



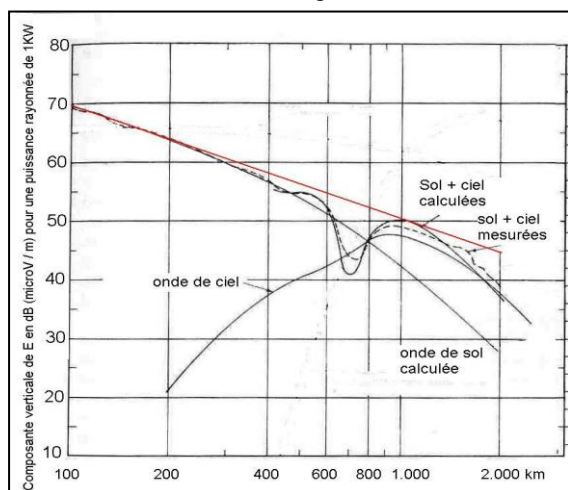
**Figure 21 :** longueur du trajet fictif 2.IS dans la région D tenant compte de la rotondité de la Terre.

## 5-2 L'onde de sol

Comme on le verra, le calcul de l'évolution de la phase via l'équation 19 s'intègre bien dans les campagnes de mesure . La situation se complique quand on veut calculer l'amplitude de l'onde de sol . Le vecteur de Poynting  $s$  étant proportionnel à  $E^2$  et inversement proportionnel à  $d_s^2$ , la dilution de la densité de flux énergétique en fonction de la distance conduit à une évolution de  $E$  en raison inverse de  $d_s$  amenant en graphique logarithmique une pente de caractéristique de 20 dB<sub>(V)</sub>/décade de distance . On retiendra donc la règle simple : "deux fois plus loin, champ de sol deux fois plus petit" . Le problème qui fait intervenir le phénomène de diffraction sur une Terre sphérique est excessivement compliqué et a nécessité trois quarts de siècle de recherches théoriques qui ont commencé par l'article de Mac Donald qui cherchait à expliquer la réussite de Marconi, corrigé par Lord Rayleigh et poursuivi par les travaux de Poincaré, Sommerfeld, Norton, Watt et Wait . Sans entrer dans ces calculs qui sont d'une extrême subtilité, signalons simplement que la conductivité du sol autorise le développement d'une onde de surface dont la vitesse de propagation est plus petite que dans la troposphère . Le front d'onde ancré au sol qui se propage au dessus d'une terre sphérique voit donc son inclinaison par rapport à ce dernier augmenter avec la distance et la composante  $E$  du champ rayonné présente dès lors une composante horizontale associée *de facto* à

une atténuation supplémentaire [the wave lies down and dies] . L'UIT a publié un dictionnaire / Atlas d'atténuations de l'onde de sol évoluant avec la distance et la nature du sous-sol .

Il est expérimentalement excessivement difficile de s'abstraire de l'onde de ciel, et une série de calculs théoriques a pu montrer que l'amplitude de l'onde de ciel était approximativement égale à celle de l'onde de sol à une distance de l'ordre 600 – 700 km, du moins pour les fréquences qui nous occupent . Nous extrairons de [WAT 67] la figure 22 .



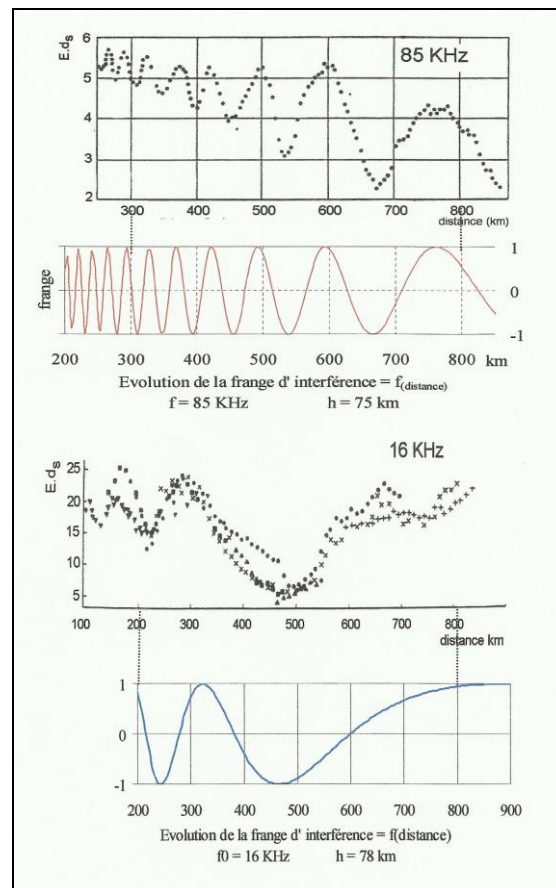
**Figure 22 :** Prévisions théoriques attachées à la propagation du signal de l'émetteur NPM,  $f_0 = 40$  KHz et mesures de champ faites un jour d'été au dessus de l'océan à une altitude de 3.000 m , proche de la demi-longueur d'onde . En rouge, la caractéristique asymptotique de l'onde de sol qui présente une pente de 20 dB par décade de distance .

### 5-3 Retour sur l'équation 19 et l'onde de ciel

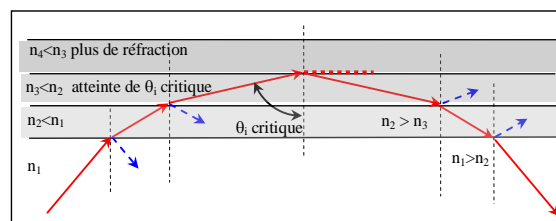
Une série de relevés aéroportés (fig 23) corroborent l'équation 19 qui gère un trajet fictif faisant intervenir la hauteur virtuelle de réflexion ne fait pas apparaître de déphasage au niveau de la « réflexion » . Autrement dit, les coefficients de Fresnel sous leur forme ionosphérique qui gèrent différemment la phase évolutive avec l'indice de réfraction du pinceau réfléchi selon que l'on est en mode TE ou TM ne semblent jouer ici aucun rôle . C'est qu'en réalité, figure 24, il ne se manifeste pas de réflexion, mais uniquement une transmission du pinceau incident, et que les coefficients de Fresnel indiquent que dans le cas de la transmission, aussi bien en mode TE qu'en mode TM, il n'y a pas d'inversion de phase entre les ondes incidente et transmise .

On peut, par itération de la formule de Snell – Descartes  $n_{i+1} \cdot \sin \theta_{i+1} = n_i \sin \theta_i$  montrer que l'altitude critique est telle que

$n_{i+j} \cdot \sin(\pi/2) = n_i \sin \theta_{i1}$  . On remarquera qu'il s'agit d'onde réfractée et non d'onde réfléchie .



**Figure 23 :** comparaison de relevés aéroportés ( Hollingsworth's pattern) avec les résultats fournis par l'équation 19 . Source des enregistrements aéroportés [ALP74] Les valeurs du champ E portées en ordonnées sont multipliées par la distance afin de s'abstraire de la pente de l'onde de sol de 20 dB/décade de distance ..



**Figure 24 :** Représentation "quantifiée" d'une propagation à gradient d'indice devenant ainsi une propagation à sauts multiples d'indices . Il existe essentiellement un pinceau transmis . Les coefficients de transmission sont ceux de Fresnel . En tiretés, les composantes réfléchies à chaque interface . Lorsque les caractéristiques du milieu de propagation évoluent lentement, il est possible de développer une solution complète qui tient compte par le biais d'un polygone vectoriel qui tend vers une spirale de tous les pinceaux réfractés et réfléchis aussi bien descendants qu'ascendants . Cette solution globale est dite WKB, des initiales des concepteurs, Wentzel, Kramer, Brillouin .

L'onde transmise peut donc être qualifiée de montante jusqu'à l'altitude critique, ensuite de descendante sans évoquer le principe de réflexion. On se trouve devant un *mirage ionosphérique*. L'altitude critique (réelle de réflexion qui n'est pas tributaire de l'équation 19) pour un circuit standard de 700 km où  $\theta_i \approx 75^\circ$  correspond donc à  $n \approx \sin(75^\circ) \approx 0,96$  soit à une altitude réelle de « réflexion » de 68 km dans des conditions équinoxiales à midi vrai pour  $50^\circ$  de latitude, ces conditions ayant généré le profil ionosphérique standard de la figure 3. Les premiers frémissements de l'indice de réfraction ( $\approx 0,01$ ) se marquent à une altitude de 62 km.

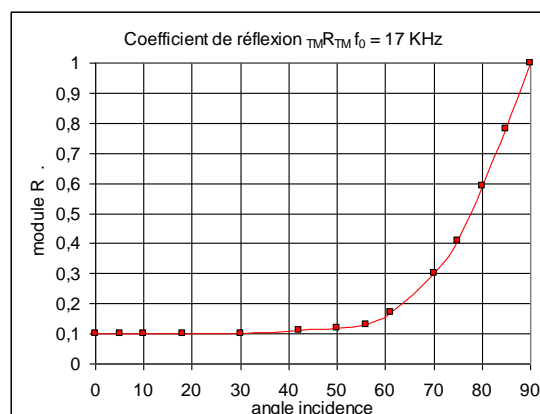
#### 5-4 Conversion TE ↔ TM

Plaçons la figure 14 dans un contexte de guide d'onde Terre – ionosphère, le vecteur  $\mathbf{E}$  appartenant à une onde se propageant selon Oz et s'exprimant selon Ox soit dans une configuration Transverse Magnétique. Il s'agit d'une propagation longitudinale. Sous l'action de la force de Lorentz [voir encart], les électrons décrivent une trajectoire elliptique droite qui peut quasiment être confondue avec un segment de droite orienté selon Oy. Un observateur extérieur, ignorant l'existence du vecteur  $\mathbf{B}$  pourrait interpréter le mouvement des électrons comme résultant de la propagation d'une onde en mode TE dans une ionosphère isotrope. Cette apparence nécessite la réunion de trois conditions, la présence d'électrons, la présence d'un champ inducteur en configuration TM et celle d'un champ magnétique. L'une quelconque de ces conditions disparaissant, la polarisation de l'onde resterait figée. Il existe donc au niveau d'une ionosphère anisotrope un couplage entre modes TM et TE qui dépend de l'équation 12 représentée figure 10 et l'on peut s'attendre à retrouver ces deux composantes dans le pinceau qui revient au sol. Une série de considérations complexes (e.g. GAL 72) permet d'apprécier les coefficients de réflexion ionosphérique  $\|R_{\parallel}, \perp R_{\perp}, \parallel R_{\perp}, \perp R_{\parallel}$  avec les indices  $\parallel$  pour mode TM ( $\mathbf{E}$  parallèle au plan d'incidence) et  $\perp$  pour le mode TE ( $\mathbf{E}$  orthogonal au plan d'incidence), le premier indice étant relatif au mode d'entrée, et le second au mode de sortie. Ces coefficients varient avec l'angle d'incidence ionosphérique donc la longueur du circuit.

Le coefficient  $|{}_{TM}R_{TM}| \approx |{}_{TM}R_{TE}|$  pour des angles d'incidence  $\ll 50^\circ$ , tandis que pour des angles  $\theta_i > 50^\circ$ , [ $d_{\text{sol émetteur - récepteur}} > 180 \text{ Km}$ ], l'onde « réfléchi » est polarisée linéairement avec  $|{}_{TM}R_{TE}| \approx 0$  soit en polarisation *verticale* identique à celle de l'onde de sol, le reliquat en polarisation circulaire est excessivement faible. Cette remarque présente un grand intérêt, nombre de stations de mesures utilisent un aérien sensible à la composante  $\mathbf{B}$  du champ reçu, et le réfléchi ou le

dogme qui consiste à placer la boucle de l'aérien dans un plan orthogonal au plan d'incidence "afin de s'abstraire de l'onde de sol" prive l'expérimentateur également, sauf proximité de l'émetteur, de toute information relative à l'important signal réfléchi en polarisation linéaire [BRA51].

La vieille remarque de Bracewell justifie ainsi le maintien des antennes dans le plan d'incidence et à mesurer l'interférence entre l'onde de sol et l'onde de ciel principale, toutes deux en mode TM.



**Figure 25 :** Coefficient  ${}_{TM}R_{TM}$  de "réflexion" ionosphérique lors d'une propagation en mode transverse magnétique.

Les mesures ont été effectuées lors d'une campagne d'estimations du réseau TACAMO dans des conditions ionosphériques calmes. Il faut s'entendre sur le terme de "réflexion"; l'indice de réfraction  $< 1$  diminuant avec l'altitude, le cheminement de l'onde incidente s'incurve vers le bas, amenant l'incidence à valoir  $90^\circ$ . A partir de cet instant, l'indice de réfraction croissant vers le bas, l'angle de réfraction diminue et l'onde transmise retourne vers le sol. On est donc loin d'une "réflexion" spéculaire classique.

**Encart :** le phénomène de réfraction est créé par le mouvement des électrons locaux. Ce mouvement est induit par le champ électromagnétique incident et est théoriquement redevable de la formule  $\mathbf{F} = e^- [\mathbf{E} + \mathbf{v} \wedge \mathbf{B}]$  avec  $e^-$  la charge de l'électron,  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{B}$  les composantes vectorielles du champ incident. Or, la seconde équation de Maxwell montre que  $\mathbf{B} = \frac{\mathbf{E}}{c}$ . Il s'ensuit que  $\mathbf{F} \approx e^- \cdot [\mathbf{E} + \mathbf{v} \cdot \frac{\mathbf{E}}{c}]$  et que donc, étant donné le rapport entre  $v$  et  $c$ , la participation de  $\mathbf{B}$  incident est négligeable par rapport à celle de  $\mathbf{E}$ . Seuls interviennent donc dans le § 4-3-2 le vecteur  $\mathbf{E}$  incident et le vecteur  $\mathbf{B}_{\text{Terrestre}}$ .

#### 5-5 Altitude virtuelle de réflexion vs. altitude réelle de réflexion

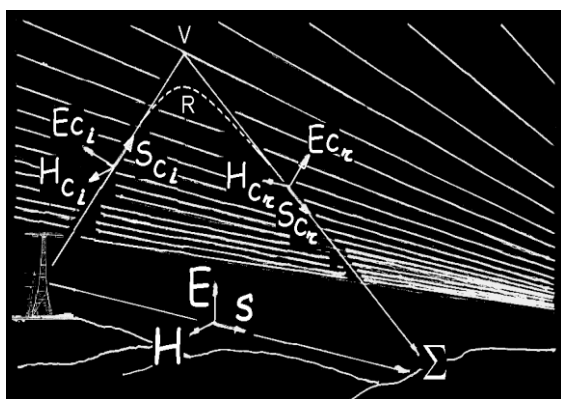
La vue naturaliste que l'on peut avoir d'un circuit 1D qui est représentée figure 26 est biaisée. En



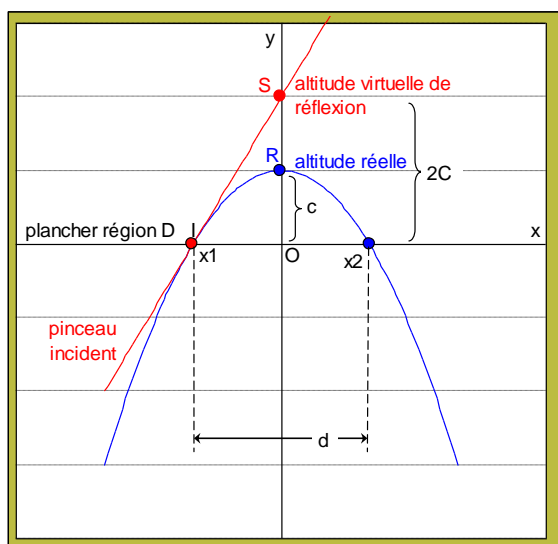
effet, pour les trajets qui nous occupent, l'onde VLF pénètre peu dans la région D. Pour un circuit de 800 km, le parcours ionosphérique est inférieur à 150 km pour une pénétration verticale réelle de l'ordre de 6 ou 7 km, en effet, en suivant [BUD 85] et [RUT 10], on peut admettre que le cheminement ionosphérique est quasi parabolique (figure 27).

On peut dès lors calculer la relation qui lie la hauteur virtuelle de réflexion à la hauteur réelle de "réflexion".

Le principe est simple : aux points d'entrée et de sortie de la région D, la parabole est tangente au pinceau montant ou descendant, acceptant donc la même dérivée aux points  $x_1$  et  $x_2$ . Par opportunité, on confondra le plancher de la région D avec l'axe des abscisses.



**Figure 26 :** vue naturaliste d'un circuit ID donnant naissance à un phénomène d'interférence. En réalité l'onde VLF tangente plus la région D qu'elle ne la pénètre.



**Figure 27 :** passage de l'altitude virtuelle de réflexion à l'altitude réelle de réflexion. La détermination du plancher de la région D passe par un calcul de la concentration en électrons tributaire du flux des X solaires suivi du calcul de l'indice de réfraction.

On aura :

$$y = -a \cdot x^2 + c \quad \text{avec } a \text{ et } c \text{ positifs}$$

$$x_1 = \frac{0 \pm \sqrt{0 + 4ac}}{-2a} = 0 \pm \sqrt{\frac{4ac}{4a^2}} = \pm \sqrt{\frac{c}{a}}$$

$$\frac{dy}{dx} = -2ax \rightarrow \left[ \frac{dy}{dx} \right]_{(x = -\sqrt{\frac{c}{a}})} = 2a \sqrt{\frac{c}{a}} = 2\sqrt{ac}$$

qui est le coeff. angulaire de la droite DS

La droite passant par  $x_1$  et de coefficient angulaire  $2 \cdot \sqrt{ac}$  est exprimée par

$$(y - 0) = 2\sqrt{ac} \cdot \left(x + \sqrt{\frac{c}{a}}\right) \quad \text{et son ordonnée pour}$$

$$x = 0 \text{ vaut } y_{(x=0)} = 2\sqrt{ac} \cdot \sqrt{\frac{c}{a}} = 2c$$

Autrement dit, la "profondeur" de l'altitude virtuelle de réflexion est le double de celle de l'altitude réelle de « réflexion ».

Encore faut-il fixer l'altitude du plancher de la région D. On la prendra égale à celle où se manifestent les premiers frémissements de l'indice de réfraction, soit dans notre cas 62 km.

Un point mérite d'être étudié, les instants d'entrée et de sortie de la région D doivent être confondus pour l'onde virtuelle et l'onde réelle.

Or l'arc de parabole  $x_1$ -R- $x_2$  est plus petit que le segment de droite IS. En sachant que la vitesse de propagation (qui véhicule l'énergie) est ici la vitesse de groupe  $v_G = c \cdot n$  toujours plus petite que  $c$  et telle que  $v_\phi \cdot v_G \leq c^2$ , on doit pouvoir s'assurer que l'arc de parabole  $x_1$ -R- $x_2$  est bien parcouru à la vitesse  $v_G$ . Autrement dit, le rapport existant entre les longueurs de l'arc  $x_1$ -R- $x_2$  et du trajet virtuel 2.IS doit être égal à la valeur moyenne de  $n$  sur le trajet parabolique.

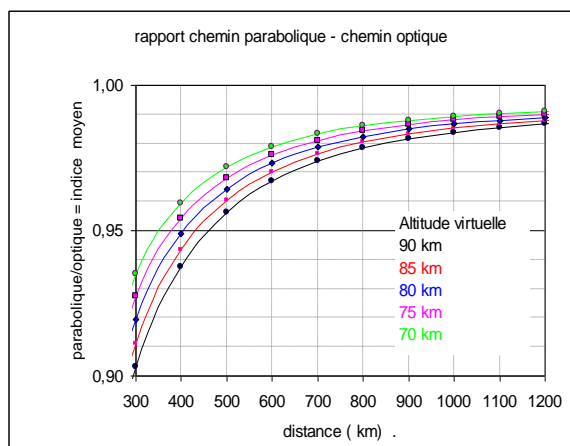
La longueur de l'arc de parabole vaut

$$\frac{\sqrt{d^2 + 16c^2}}{2} + \frac{d^2}{8c} \ln \left[ \frac{4c + \sqrt{d^2 + 16c^2}}{d} \right]$$

à comparer à 2.IS qui peut être collationné à partir de l'équation 21. On se référera à la figure 28 qui montre que les résultats sont conformes au raisonnement et à l'indice repris en figure 15.

### Conclusion :

Les résultats sont cohérents avec les valeurs d'indice fournis par la loi de Snell - Descartes. C'est donc bien de mirage qu'il s'agit et il n'y a pas de rupture dans l'évolution de la phase lors du repliement. L'utilisation brute de la hauteur virtuelle de réflexion pour mener le calcul de la figure d'interférence au sol est donc licite.



**Figure 28 :** indice moyen lors du parcours parabolique du front d'onde . Logiquement, plus l'altitude virtuelle est élevée, plus l'indice moyen est faible et l'indice moyen est toujours plus grand que l'indice critique .

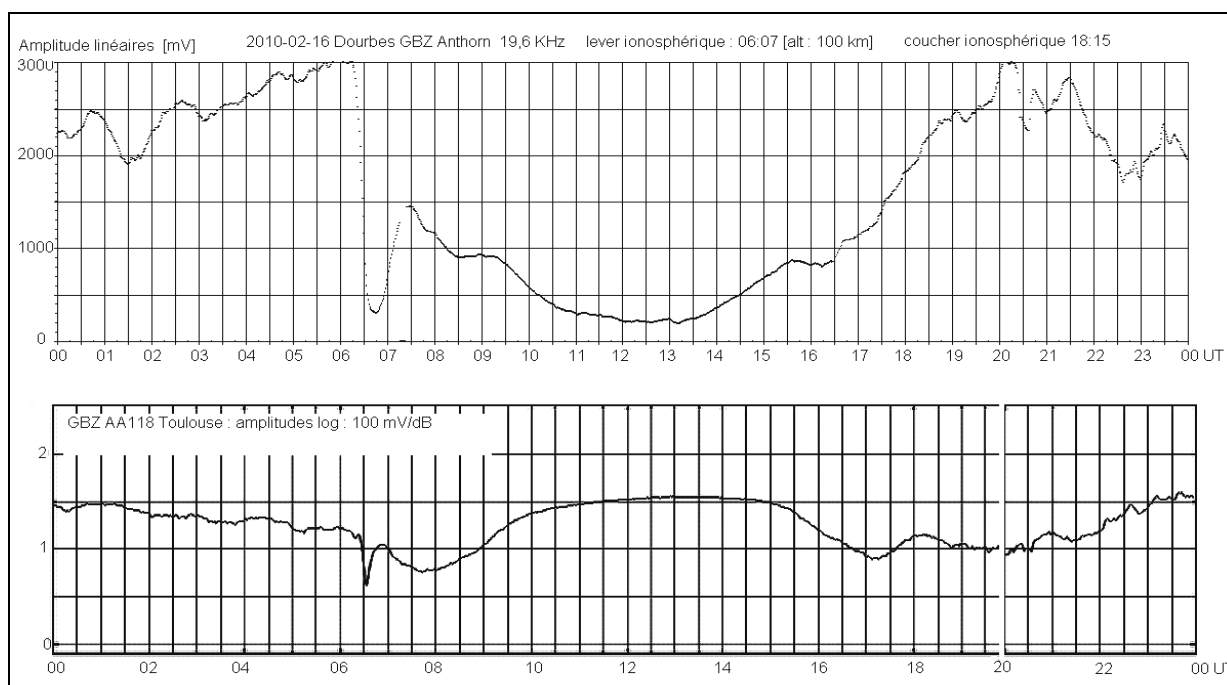
## 6 Figures d'interférence

**6-1** Comme l'indiquent les figures 18 et 19, les figures d'interférence sont différentes pour chaque lieu de réception . On trouvera figure 29, pour le 16 février 2010, les enregistrements de l'émetteur GBZ au laboratoire VLF de Dourbes ( Belgique : distance 754 km) et à la station de réception A118 (région toulousaine : distance 1 305 km) .

On distingue nettement trois régimes, celui de nuit fluctuant, celui de lever – coucher qui gère la transition nuit – jour en une vingtaine de minutes et celui de jour . Les phénomènes de lever – coucher ne sont pas identiques puisqu'ils se développent, pour le premier à partir d'une chimie de nuit, et pour le second à partir d'une chimie de jour où les composants réactifs ou du moins, leurs concentrations sont différents . Par soucis de simplification, on considèrera les levers - couchers au point subréflectif à une altitude de 100 km . Le problème n'est pas trivial, puisque quand le Soleil est au limbe, il faut tenir compte d'une absorption atmosphérique très importante .

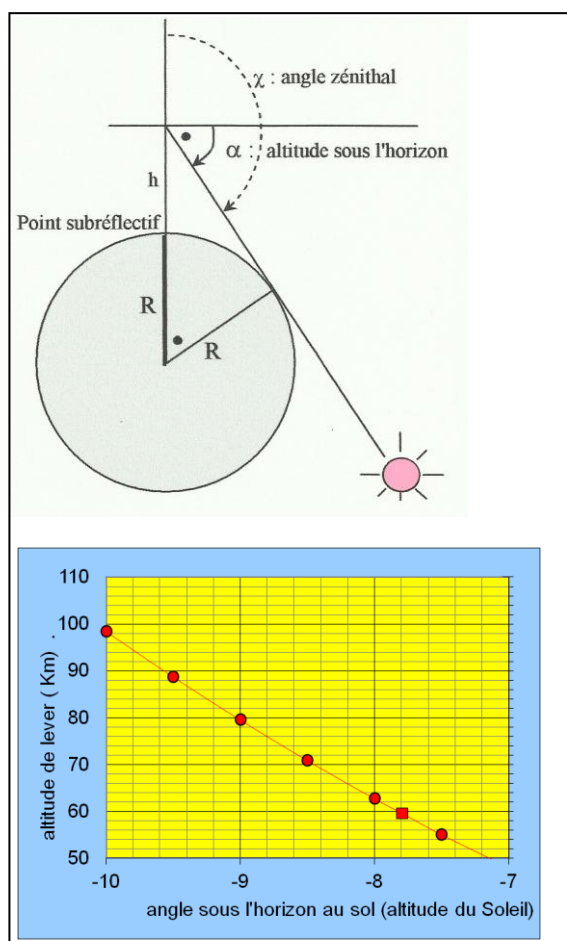
Lors du prélever, l'augmentation de la concentration électronique au toit de la région D n'est pas tant due à la photoionisation qu'au photodétachement qui remet en circulation des électrons attachés durant la nuit à un ion négatif .

Il peut alors exister un effet de masque pour les longueurs d'onde efficaces lié à la présence de molécules ou d'atomes spécifiques dans les diverses tranches altimétriques traversées par le rayonnement incident . D'une manière générale, ces modifications de propagation se marquent pour un angle zénithal donné . Il est donc intéressant de connaître l'altitude de ces couches écran spécifiques, et une étude attentive des niveaux de réception durant le prélever laisse apparaître une série de petits artefacts récurrents sur une période de l'ordre de la semaine qui sont la signature d'une réaction chimique spécifique .



**Figure 29 :** Enregistrement de GBZ le 16 février 2010 à Dourbes , lever ionosphérique au point subréflectif : 06<sup>h</sup> 07<sup>m</sup>, coucher à 18<sup>h</sup> 15<sup>m</sup> UT, passage au méridien 12<sup>h</sup> 11<sup>m</sup> UT et à Toulouse, lever ionosphérique au point subréflectif 06<sup>h</sup> 08<sup>m</sup> UT, coucher 18<sup>h</sup> 10<sup>m</sup> UT, passage au méridien 12<sup>h</sup> 11<sup>m</sup> UT

## 6-2 Géométrie du lever ionosphérique .



**Figure 30 :** Géométrie du lever ionosphérique .

Pour un Soleil au limbe :

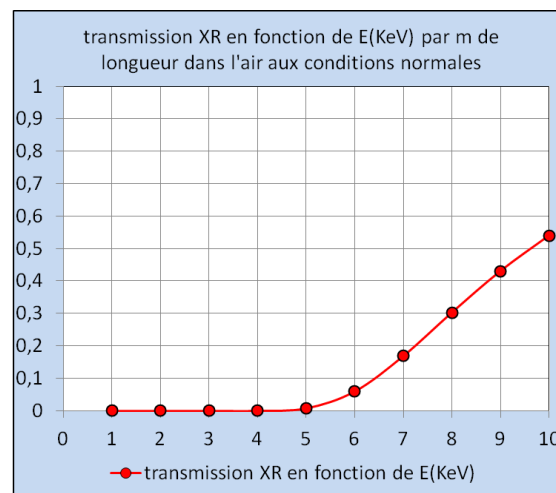
$$h = R \cdot \left[ \frac{1}{\cos \alpha} - 1 \right]$$

dont l'évolution est quasiment linéaire .

On constatera que pour une altitude de  $-7,8^\circ$ , soit pour un angle zénithal  $\chi$  de  $97,8^\circ$ , la totalité de la région D est éclairée . On prêtera attention au fait que le graphique est de position et non temporel . On se souviendra que le Soleil se déplace de son diamètre angulaire, soit de  $0,5^\circ$ , en approximativement trois minutes .

Lors du lever ionosphérique, lorsque le soleil pointe au limbe, la totalité des XR et des UV est absorbée par la troposphère . En effet, dans le cas des XR on peut montrer que sur le trajet optique correspondant à  $\chi = 100^\circ$  la quantité de matériau absorbant est plus de deux millions de fois plus grande que sur le trajet optique correspondant à  $\chi = 90^\circ$  . D'autre part, il faut se souvenir que 90% des photons X de 3 keV, responsables majoritaires de l'ionisation diurne dans la tranche altimétrique des  $80 \rightarrow 85$  km

sont absorbés par une couche d'air de 10 cm d'épaisseur aux conditions normales ( figure 31) ...



**Figure 31 :** Coefficient de transmission des XR dans une tranche d'atmosphère de 1 m d'épaisseur aux conditions normales

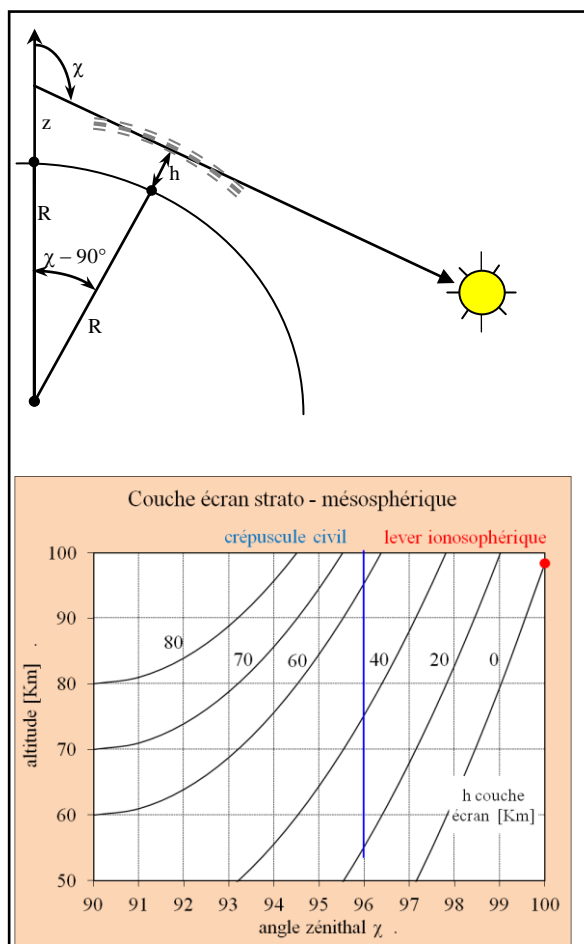
Le Soleil qui se lève est donc durant quelques minutes un Soleil rouge et les longueurs d'onde incidentes qui jouent un rôle dans le photodétachement sont situées dans le visible à des  $\lambda \geq 600$  nm . Accessoirement, durant ce laps de temps, il faut tenir compte sauf pour les XR de la réfraction atmosphérique . On vérifiera facilement qu'à partir d'une altitude de 100 km, la troposphère du limbe est sous-tendue par un angle de  $0,8^\circ$  soit moins de deux diamètres solaires .

Le toit de la région D est caractérisé par un lit d'ions météoritiques centrés sur le Sodium dont la concentration bien que faible ( de l'ordre de quelques  $10^3$  à  $10^4$   $\text{cm}^{-3}$  ), peut jouer un rôle transitoire majeur lors du lever ionosphérique puisque le potentiel d'ionisation de Na de 5,14 V est excessivement bas .

D'autre part, il perdure la nuit un éclairage résiduel en Lyman  $\alpha$  dû à une fluorescence de résonance qui se développe dans la géocouronne d'Hydrogène . Son éclairage photonique, de cent à mille fois plus faible que celui de jour, et qui varie avec la saison, est néanmoins suffisant pour entretenir une ionisation minimale ( entre 27 et 40  $\text{cm}^{-3}$  ) au toit de la région D . Chaque photon  $\text{Ly}\alpha$  (  $\lambda = 121,5$  nm ) auquel est attaché une énergie de 10 eV est susceptible d'ioniser une molécule de NO considéré comme le précurseur majeur de l'ionisation . Son potentiel d'ionisation est de 9,25 V, soit le plus bas de tous les constituants mésosphériques neutres . La concentration en NO est de trois ordres de grandeur supérieure à celle de Na .

### Couche écran

Soit une couche écran située à une hauteur  $h$  lorsque le Soleil est à un angle zénithal  $\chi$ . L'absorption sera maximale dans la région D à une altitude  $z$  telle que  $z = \frac{[h + R]}{\sin \chi} - R$  représentée figure 32 .



**Figure 32 :** géométrie d'une tangence strato-mésosphérique.: on remarquera, ce qui est logique, que le masquage pour des angles  $\chi$  de l'ordre de 97-98° est purement stratosphérique .

A une altitude  $z$  de 90 km, une couche écran située à une altitude  $h$  de 70 km présente un effet d'absorption maximum lorsque l'angle zénithal du Soleil est de 94,5°. D'une manière imagée, on peut dire que la tranche mésosphérique des 90 km est dans l'ombre de la couche écran située à 70 km d'altitude .

Le rendement des réactions attachées au photodétachement dépend de l'éventuelle présence d'une couche écran qui relève d'un canevas complexe de réactions concernant les neutres [H],[O<sub>3</sub>]et [O] susceptibles d'entretenir l'existence d'une telle couche de brume absorbante ( figure 32) . On retiendra qu'il existe une nette disparité entre une mésosphère haute au-delà de 80 km où les concentrations varient peu pour [O] et [H] et une mésos-

phère basse où [O] et [H] sont absents la nuit . L'évolution de [O<sub>3</sub>], inférieure à un ordre de grandeur se fait à l'inverse .

*In fine*, le problème est un problème de synchronisme des différentes branches du canevas réactif conduisant à la raréfaction de l'ozone lors du lever . L'ozone présente un maximum de section droite d'absorption dans la bande du spectre comprise entre 250 et 300 nm . Il est donc susceptible de brider toutes les réactions de photodétachement faisant intervenir des ions dont l'électronégativité est de l'ordre ou plus petite que 4V, soit grossièrement la majeure partie des ions négatifs pouvant exister dans la haute mésosphère .

Les modélisations du canevas réactif font apparaître pour une région déjà éclairée, en phase de lever au sol, un maintien temporaire de la concentration en ozone "sur une dizaine de kilomètres aux environs des 70 km surmontée d'une déplétion profonde" . Ces zones sont évolutives avec l'angle zénithal du Soleil, et la plus basse est susceptible de former écran grossièrement à l'Est .

Outre l'éventuel surplomb dans la concentration de [O<sub>3</sub>] dans la moyenne mésosphère formant couche écran, on songera également au pic d'ozone dans la tranche stratosphérique des 25 à 30 km jouant donc un rôle antérieur et à son évolution diurne, ici sans intérêt . Bien que l'ionisation due aux cosmiques soit anecdotique de jour, et en tous cas seulement efficace sous le seuil des 65 km, elle peut jouer un rôle la nuit dans le maintien d'une faible ionisation de la basse mésosphère nocturne .

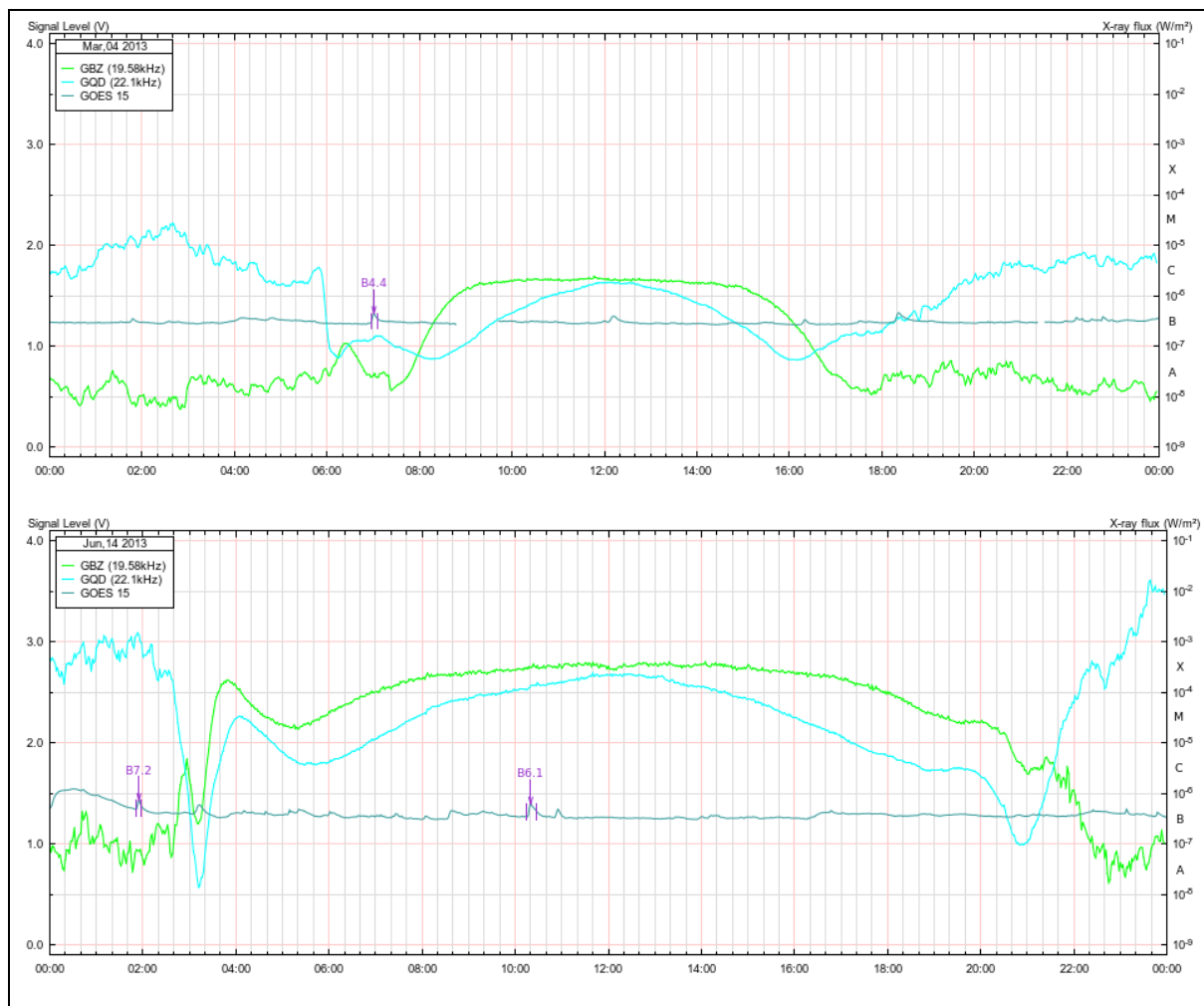
L'ensemble du tableau montre que toutes les conditions sont requises pour qu'il existe deux couches d' $e^-$  étagées, et pour des  $90^\circ < \chi < 98^\circ$  une couche D temporairement bifide, accompagnée d'une possible double réflexion avec phénomène interférentiel associé, du moins pour les circuits relativement longs .

### 6-3 enregistrements commentés .

#### 6-3-1 Jour standard

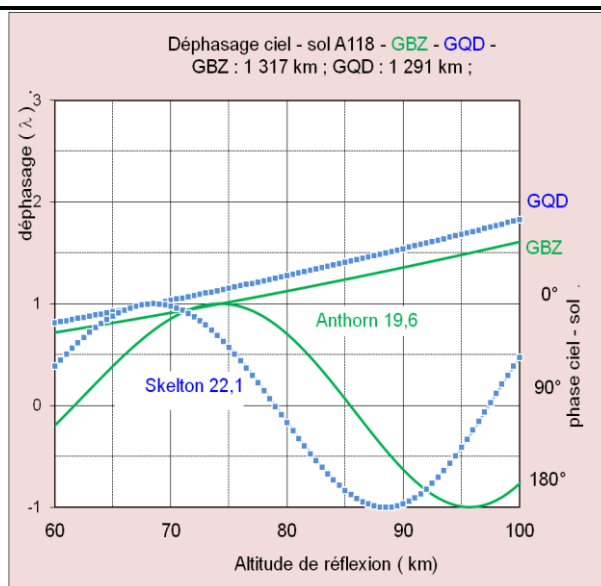
La fonction de transfert du récepteur doit être la plus linéaire possible, de l'adaptateur d'impédance d'entrée au circuit de détection . Il est donc judicieux de s'abstraire du dogme qui consiste à présenter les niveaux de réception sous une forme logarithmique qui casse la chaîne de linéarité au niveau de l'interprétation ( figure 33) .

La plupart des résultats sont exprimés en amplitudes relatives . Il est cependant aisé d'avoir des résultats calibrés . En effet, dans le domaines des VLF, on peut facilement démontrer que la hauteur efficace d'un brin vertical sensible à la composante **E** du champ est égale à la moitié de sa hauteur physique . Il suffit donc de disposer d'une antenne verticale de scrupuleusement 2m de haut suivie d'un adaptateur d'impédance de gain unitaire et d'un voltmètre sélectif pour calibrer en  $\mu V/m$



**Figure 33 :** Enregistrement de GBZ et GQD dans la région toulousaine ( station A 118) à deux dates choisies près de l'équinoxe et du solstice d'été et qui sont des jours calmes avec un éclairement spectrique dans le domaine des  $X < 10^{-6} \text{ W/m}^2$ .

Le 04 mars, lever au point subréflectif à 100 km d'altitude  $05^{\text{h}} 37^{\text{m}}$  UT, coucher  $18^{\text{h}} 42^{\text{m}}$  UT. Le 14 juin, lever :  $02^{\text{h}} 30^{\text{m}}$  UT, coucher  $21^{\text{h}} 25^{\text{m}}$  UT. La figure d'interférence explique clairement pourquoi la nuit, quand la réflexion se produit à une altitude supérieure à 90 km, l'amplitude de GQD est supérieure à celle de GBZ. On remarquera également au coucher le minimum de Skelton pour une altitude virtuelle de « réflexion » de 88 km suivi d'une augmentation d'amplitude du signal alors que l'amplitude de Anthorn continue de décroître .. On notera que d'une manière générale, la dynamique du signal est inférieure à 10 en atteignant rarement la valeur 5 ..



l'ensemble d'une chaîne de réception y compris dans le cas où l'aérien serait sensible à la composante **B** du champ .

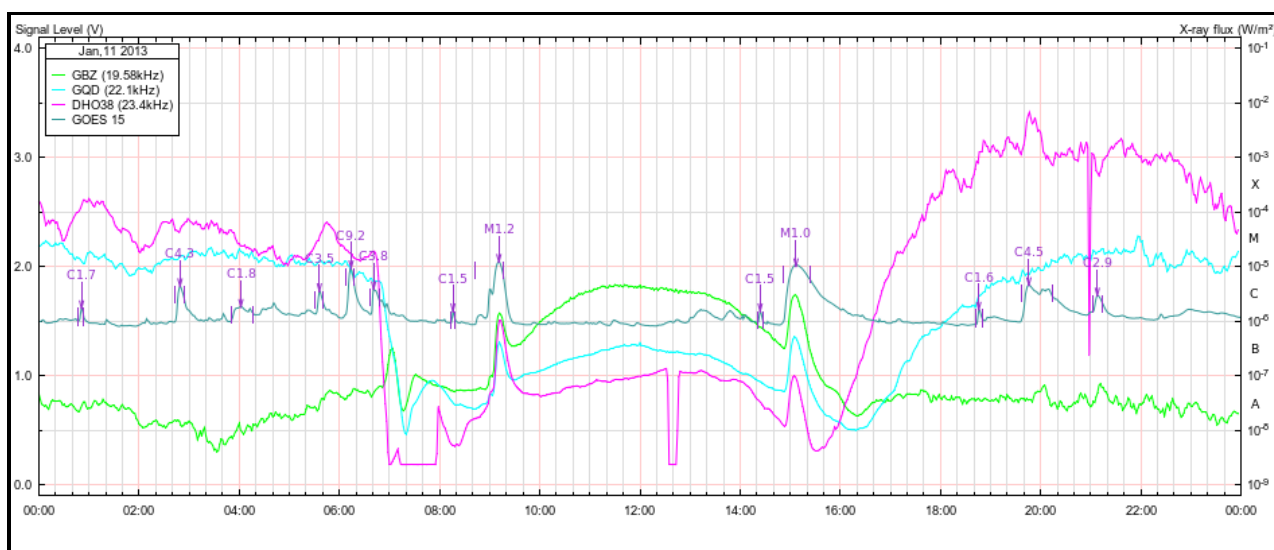
### 6-3-2 Flare effect

Si l'on reprend figure 29, on constate que la figure d'interférence peut imposer soit un maximum, soit un minimum à midi local correspondant à un maximum de taux d'ionisation . L'effet d'un flare de moyenne importance qui se produit durant la matinée ou l'après midi et qui se manifeste par un abaissement de la région D se fait donc dans le sens de l'évolution normale de la couche , flare effect en lancée positive si la figure d'interférence présente un maximum à midi, et en lancée négative si la

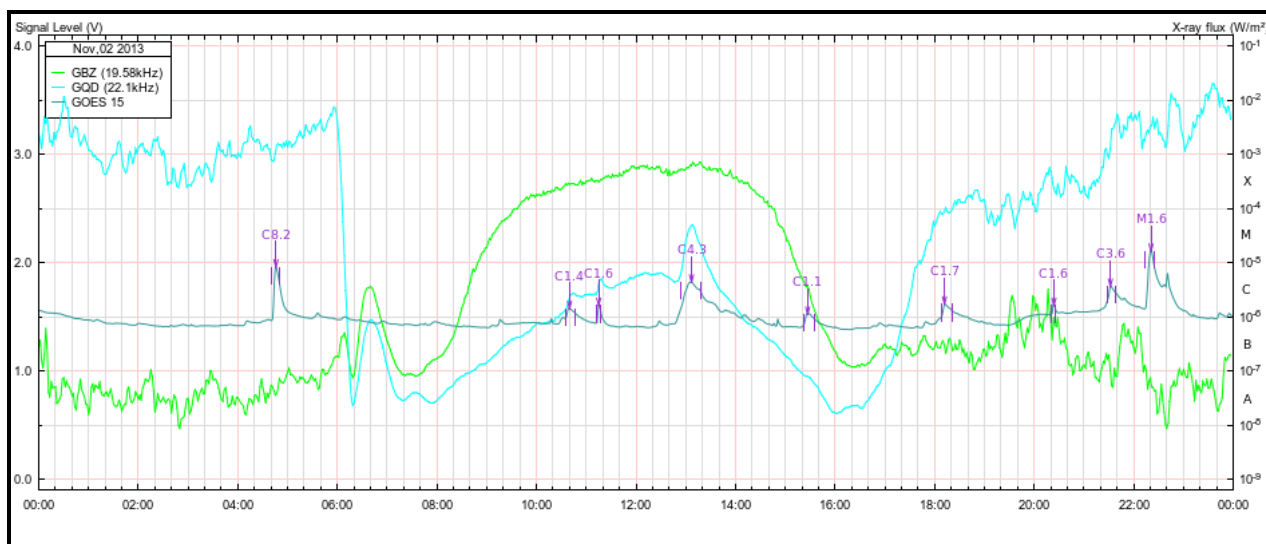
figure d'interférence présente un minimum (figure 34 ) .

Si la figure d'interférence est proche d'un maximum ou d'un minimum, et si le flare est de moyenne importance, son effet se marquera peu puisque la dérivée de la fonction d'interférence est presque nulle (figure 35).

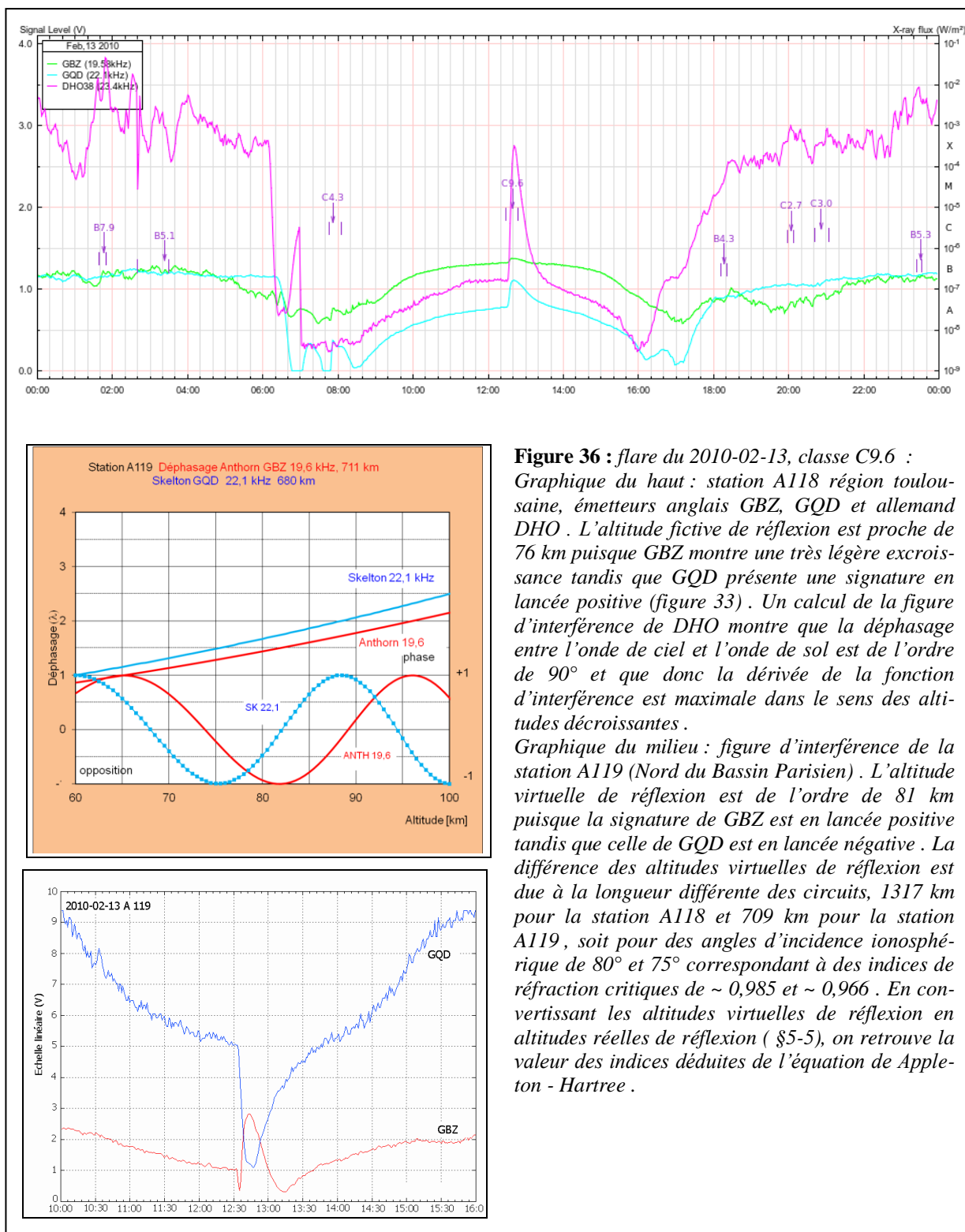
On peut éventuellement avoir un motif en W ou en *bosse de chameau* si l'excursion due à la surionisation nous emmène au-delà d'un minimum ou d'un maximum de la figure d'interférence . Pour des raisons inverses, ce phénomène est particulièrement marqué lors d'une éclipse totale de Soleil [DEL03] .



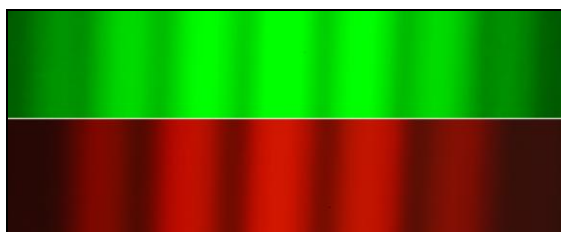
**Figure 34** : Journée du 2013-01-11 : signature de deux flares en lancée positive, aussi bien en AM qu'en PM dans le cas de trois émetteurs différents . La tendance des niveaux est à la croissance pour midi local .



**Figure 35** : L'altitude virtuelle de réflexion lors du flare de classe C4.3 de 2013-11-02 est de 74 km . La dérivée de la fonction d'interférence de GBZ est nulle ou en passe de devenir légèrement négative (fig 33) ; la dérivée de la fonction d'interférence de GOD est toujours positive en l'appréciant dans le sens des altitudes décroissantes, donnant naissance à un flare effect en lancée positive .



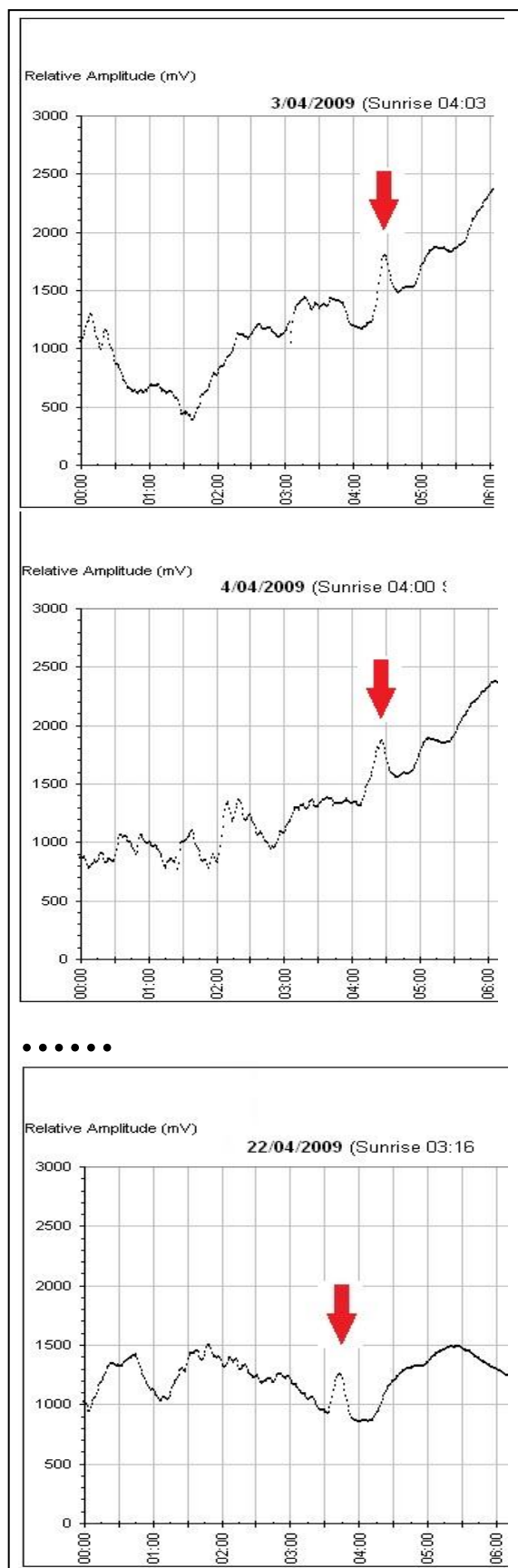
Ainsi donc, existe-t-il des différences significatives entre les figures d'interférence de deux émetteurs proches fonctionnant sur deux fréquences voisines et partageant le même point réflectif ( $\Delta = 15,2$  km). Le phénomène est toutefois classique en Physique, en effet : les émetteurs VLF qui nous intéressent sont tous situés dans la bande des 15 à 30 KHz, soit sur un espacement d'une octave et le rapport entre les fréquences d'émission de Anthorn et de Skelton est de 1,128. Le même phénomène devrait se manifester en optique où le spectre visible s'étend sur une octave et où l'on peut détourner l'expérience des fentes de Young et considérer que les deux fentes génèrent deux sources à la même fréquence simulante pour l'une l'onde de sol, et pour l'autre l'onde de ciel correspondant à deux trajets optiques différents qui se manifestent par une figure d'interférence (figure 37).



**Figure 37** : Expérience des fentes de Young, où toutes conditions géométriques restant constantes, on a mesuré la figure d'interférence dans le vert à 546 nm et dans le rouge à 627 nm, soit à des fréquences dans le rapport de 1,148 pas très éloigné de 1,128. On remarquera les interférences différentes. Réalisation : GERARD REBMANN et FRANÇOIS – XAVIER BALLY, Université Paris Diderot et ENS Paris.

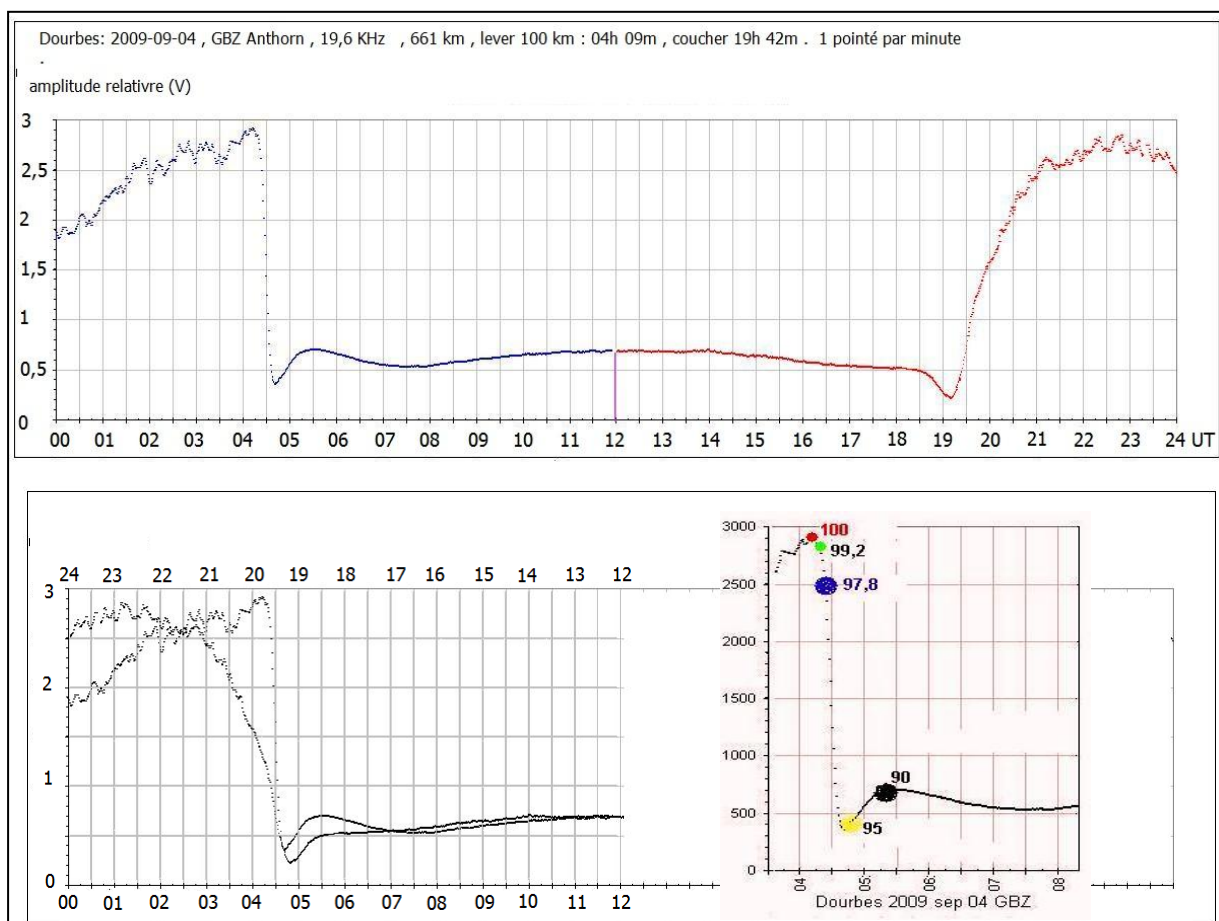
### 6-3-3 Phénomène de lever

Il existe une nette disparité entre les circuits « courts », de l'ordre de 300 à 500 km et les circuits longs de plus de 1 000 km. Dans le cas du circuit DHO – Dourbes de 393 km, on peut montrer que de jour, l'onde de ciel est grossièrement 12 fois plus petite que l'onde de sol (figure 22 adaptée à la fréquence de 23,4 KHz), et de l'ordre de 4 à 5 fois la nuit. La figure d'interférence du circuit Dourbes – DHO est donc généralement de peu d'amplitude. Un examen minutieux de cette dernière montre, figure 38, un artefact pérenne qui se produit pour un angle zénithal proche de 95° soit pour une région D déjà totalement éclairée. Cette signature laisse suspecter la présence d'une couche écran d'ozone à une altitude de l'ordre de 75 km (cfr figure 32). Comme pour tous les enregistrements faits sur le site de Dourbes, les pointés se font à la minute pleine ce qui permet donc d'apprécier la dérivée de la fonction enregistrée.



**Figure 38** : Site de Dourbes : artefacts de prélever entre le 2009-04-03 et 2009-04-22. Emetteur DHO, distance 393 km.





**Figure 39 :** Enregistrement sur le site de Dourbes de Anthorn 19,6 KHz avec un retournement au miroir autour de midi montrant la symétrie du phénomène interférentiel et la différence existant entre les chimies du matin et du soir, la première étant centrée sur le photodétachement et, plus tard, l'ionisation, et la seconde sur les phénomènes d'attachement et de recombinaison qui mettent littéralement les électrons en banque pour la nuit. L'encart représente le phénomène de lever avec l'angle zénithal pour paramètre.

Pour les circuits de l'ordre de 700-800 km, l'évolution des niveaux de réception se fait presque au miroir entre lever et coucher, si ce n'est que les phénomènes d'attachement de la soirée sont plus lents que les phénomènes de détachement - ionisation du lever. On se référera à figure 39.

L'angle zénithal de  $100^\circ$  correspond au lever du Soleil au toit de la région D, celui de  $99,2^\circ$  à un éclairage tangent à la troposphère, et celui de  $97,8^\circ$  à un éclairage de la totalité de la région D. Le lever au sol correspond à un  $\chi$  de  $90^\circ$ . On se référera aussi fréquemment aux crépuscules civil, nautique et astronomique qui interviennent lorsque le centre du Soleil est à  $6^\circ$ ,  $12^\circ$  ou  $18^\circ$  sous l'horizon au sol.

Pour les circuits supérieurs à un millier de km, il apparaît au lever un motif en crevasse qui rompt la symétrie de la journée (figure 40) et qui se manifeste aussi bien à la station A118 que A119. Une fois positionné par rapport à l'angle zénithal du Soleil, on constate que ces artefacts, aussi bien dans les figures 38, 39 et 40 correspondent aux mêmes valeurs de  $\chi$  et modifient la morphologie *standard*

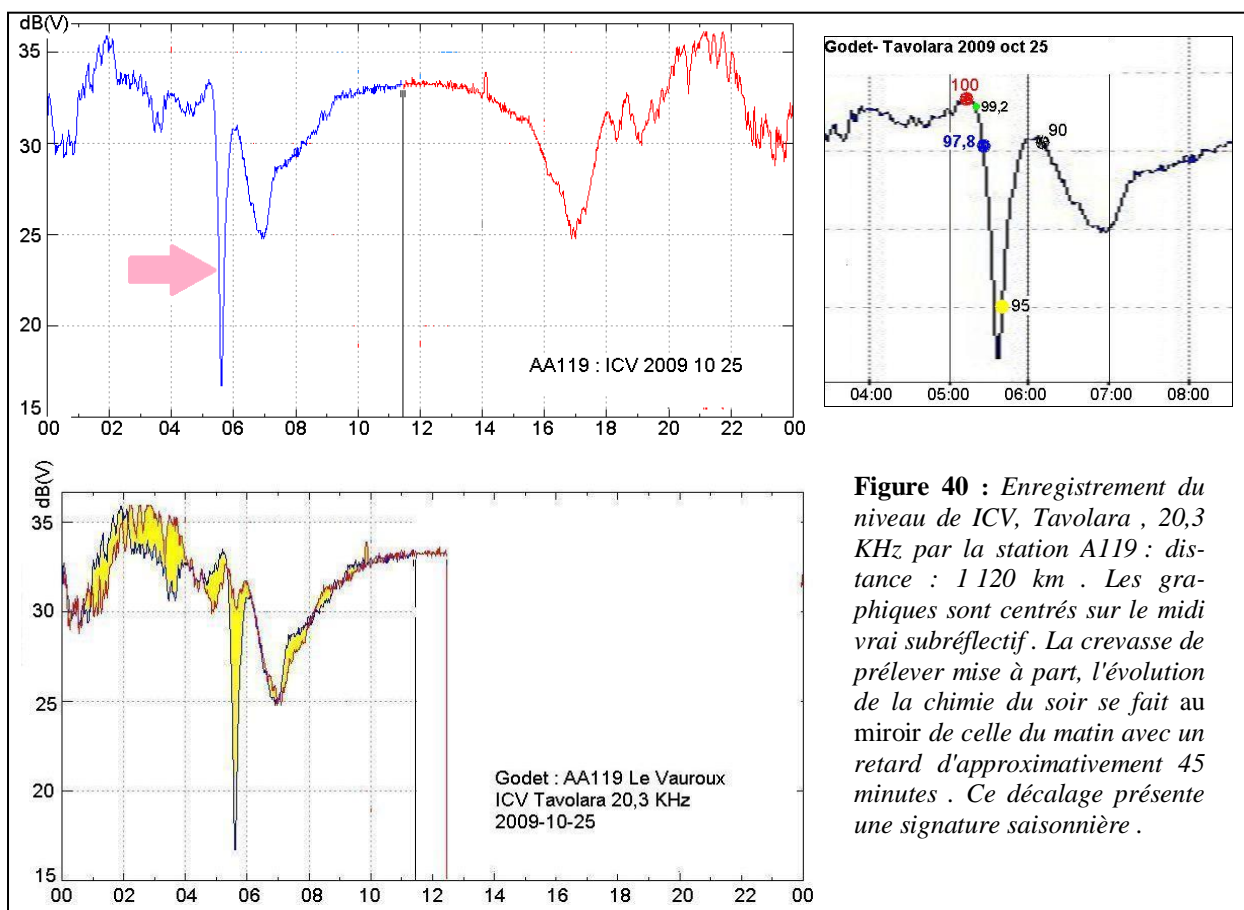
de la figure d'interférence. Le phénomène est donc lié à l'existence le matin d'une espèce chimique qui est absente le soir.

On peut exclure une modification de polarisation de l'onde descendante, e.g. du mode TM au mode TE correspondant à une rotation de  $90^\circ$  des vecteurs **E** et **H**. En effet, l'évolution du signal est stéréotypée, et les aériens utilisés en réception sont tantôt des aériens filaires sensibles à la composante **E** du signal, tantôt des boucles sensibles à la composante **B**, tantôt des prises de terre sensibles au gradient de potentiel attaché à l'onde qui se propage... Wand et Jones [WAN 70] font d'ailleurs état d'un coefficient de conversion  ${}_{TM}R_{TE} \approx 0$  pour les  $\theta_i > 50^\circ$ .

L'amplitude et l'effilement du phénomène qui sont loin d'être stéréotypés et qui présentent une signature saisonnière s'étendent sur une durée de 25 – 30 minutes et dépendent de la distance et du niveau de nuit qui doit être élevé.

Plusieurs explications sont possibles :

- présence d'une couche écran qui modifie la photochimie de la région D déjà entièrement éclairée



**Figure 40 :** Enregistrement du niveau de ICV, Tavolara , 20,3 KHz par la station A119 : distance : 1 120 km . Les graphiques sont centrés sur le midi vrai subréflectif. La crevasse de prélever mise à part, l'évolution de la chimie du soir se fait au miroir de celle du matin avec un retard d'approximativement 45 minutes . Ce décalage présente une signature saisonnière .

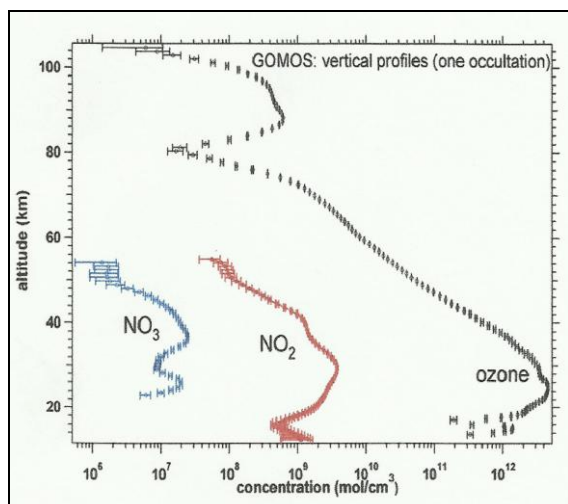
- présence d'une couche électronique bifide donnant naissance à une double réflexion et à un phénomène d'interférence entre une onde de réflexion haute et une onde de réflexion basse
- phénomène d'absorption lié à la concentration électronique
- les trois phénomènes sont concomitants

Dès que le toit de la région D est éclairé pour un angle zénithal  $\chi = 100^\circ$ , le photodétachement dû au visible et au proche infrarouge libère les électrons retenus dans les ions négatifs en nombre non suffisant pour abaisser la couche de réflexion ( $[e] \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ ) mais suffisant pour créer une absorption de l'onde en transit dans une région D en construction. Dès que  $\chi = 97,8^\circ$ , le phénomène s'étend à l'ensemble de la région D sans qu'une ionisation par les UVEx masquée par la présence d'ozone se développe. Dans le bas de la région D, cette libération d'électrons s'ajoute au faible taux d'ionisation dû aux cosmiques. La concentration en ozone mérite un réexamen à la lumière de mesures récentes [BER10] (figure 41). On notera qu'au limbe, il existe dans la mésosphère une zone de *siphonage* massif de  $\text{O}_3$  centrée sur la zone des 80 km qui permet une ionisation par les UVEx

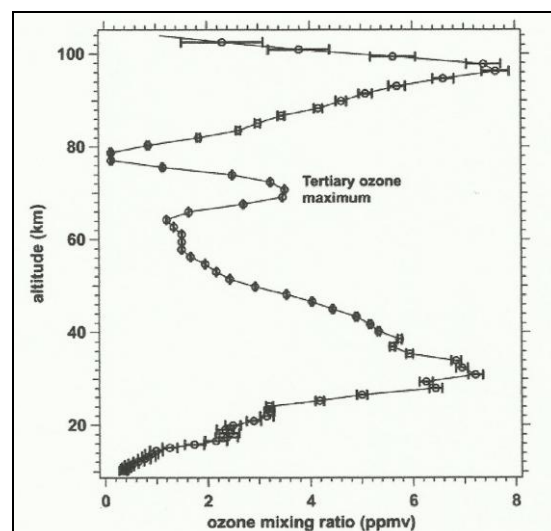
beaucoup plus importante à cette altitude et pour les  $\chi$  concernés que celle des XR. On peut dire qu'il existe littéralement au lever et à cette altitude une fenêtre pour les UVEx. Cette phase se développe pour des  $\chi$  de l'ordre de  $92 - 93^\circ$  (figure 32). Aux hautes latitudes, il se développe un troisième pic d'ozone à  $h \sim 70 \text{ km}$  qui pourrait influencer les circuits de propagation avec NRK et JXN (figure 42).

En examinant les enregistrements, on peut facilement montrer (figure 43) que les XR ne jouent aucun rôle dans le phénomène de prélever.

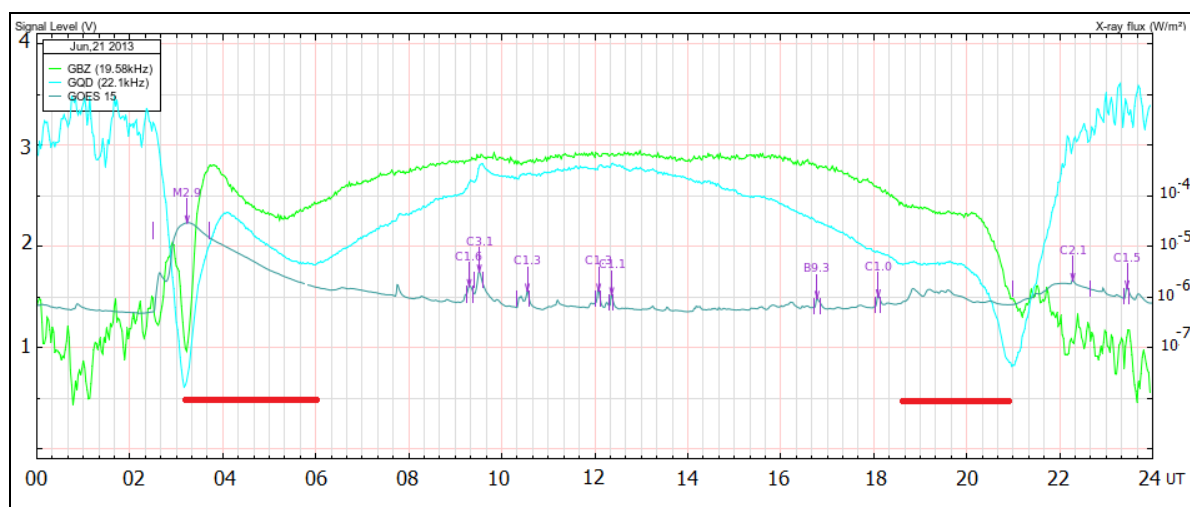
L'utilisation de récepteurs spécifiques pour la réception du MSK propre aux transmissions stratégiques [MAU12] permet de montrer qu'il se développe une modification de phase synchrone de l'atténuation *en lame*. L'information est cependant de peu d'utilité, en effet, le bilan de propagation peut se ramener à un graphique en vecteurs tournants de Fresnel où l'on fait la somme d'un vecteur onde de sol d'amplitude constante et de un ou deux vecteurs de ciel dont la phase (altitude de réflexion) ou l'amplitude (atténuation) varient et où toute modification d'amplitude d'un des vecteurs de ciel modifie *ipso facto* la phase globale du signal reçu. La crevasse de prélever n'est en tout cas pas un simple phénomène d'absorption (figure 44).



**Figure 41 :** Mesure du profil de concentration de  $O_3$  à partir de la plateforme GOMOS [Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars] embarquée sur ENVISAT. L'ozone est produit par la réaction de O avec  $O_2$  où les atomes de O proviennent de la photo dissociation de  $O_2$  par les UV. L'ozone est détruit par des réactions centrées sur les radicaux H, OH,  $HO_2$ . Le graphique logarithmique qui couvre 6 ordres de magnitude rend visuellement mal compte de la répartition en couche de  $O_3$ .

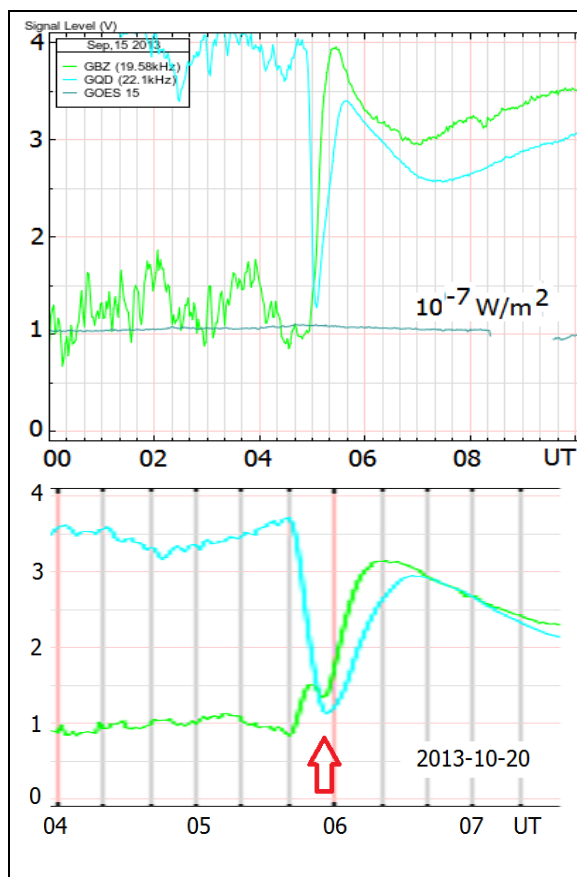


**Figure 42 :** profil linéaire de concentration de  $O_3$  en part de volume par million aux latitudes élevées. Le troisième pic d'ozone est dû à la faible concentration d'hydrogène et donc à une moindre destruction de  $O_3$ . L'hydrogène provient d'une photolyse de  $H_2O$  amoindrie par le manque de radiations UV aux hautes latitudes en hiver. Fig 41 et 42 extraites de [BER10].



**Figure 43 :** enregistrement de GBZ et GQD le 2013-06-21. Le flare de classe M2,9 qui se développe autour de 03h UT est sans effet sur le phénomène de prélever. D'une manière générale, ces artefacts de prélever qui déforment la figure d'interférence (fig 33) sont plus larges en été qu'en hiver. Ils ont fréquemment un répondant moins prononcé le soir (fig 33 et 43) où un épaulement remplace le phénomène pseudo périodique précédant le développement de la figure d'interférence standard du matin. Ce phénomène quasi harmonique est très probablement dû à l'interférence entre une réflexion basse de type au départ vitreux et une réflexion haute par abaissement de la région D de nuit.

Pour les circuits "courts" (figure 39), c'est la même onde de ciel haute qui évolue matin et soir, donnant ainsi naissance à une évolution au miroir autour du midi local (figure 39). Pour les circuits "longs", le premier motif de décroissance est lié à l'onde de ciel haute à laquelle se substitue pour les  $\chi$  de  $\sim 95^\circ$  l'onde de ciel basse. C'est cette onde de ciel basse qui participe à l'évolution du coucher, l'onde haute n'intervenant plus puisqu'il n'y a plus présence d'une couche écran. C'est donc l'onde basse qui donne naissance sur les figures 40 et 43 à la symétrie lever - coucher et qui fait apparaître de facto la faille du prélever comme un phénomène supplémentaire difficile d'interprétation, chose qu'elle n'est finalement pas. Certains auteurs réservent à la couche basse du lever le nom de « couche C ».



**Figure 44 :** Enregistrement du 2013-09-15 ( haut) . Les fréquences de GBZ et GQD sont proches, et leurs points réflectifs distants de 15 km peuvent être considérés comme confondus . Toute absorption ionosphérique d'un des signaux doit nécessairement concerner l'autre . Or, on constate qu'alors que le signal de GQD présente une faille lors du prélever, le signal de GBZ qui présentait un niveau bas de nuit est à la croissance et que cette dernière se manifeste quelques minutes avant que GQD n'atteigne son minimum pour un  $\chi$  de  $94^\circ$  . Les deux versants de la crevasse de prélever relèvent donc de deux phénomènes différents, éventuelle absorption pour le versant descendant, invisible dans le cas de GBZ , dont le niveau de nuit est particulièrement bas, mais que l'on peut suspecter dans l'enregistrement du 20 octobre 2013, et remplacement par le signal réfléchi bas qui est signé par le flanc croissant .

#### 6-3-4 Les signatures saisonnières

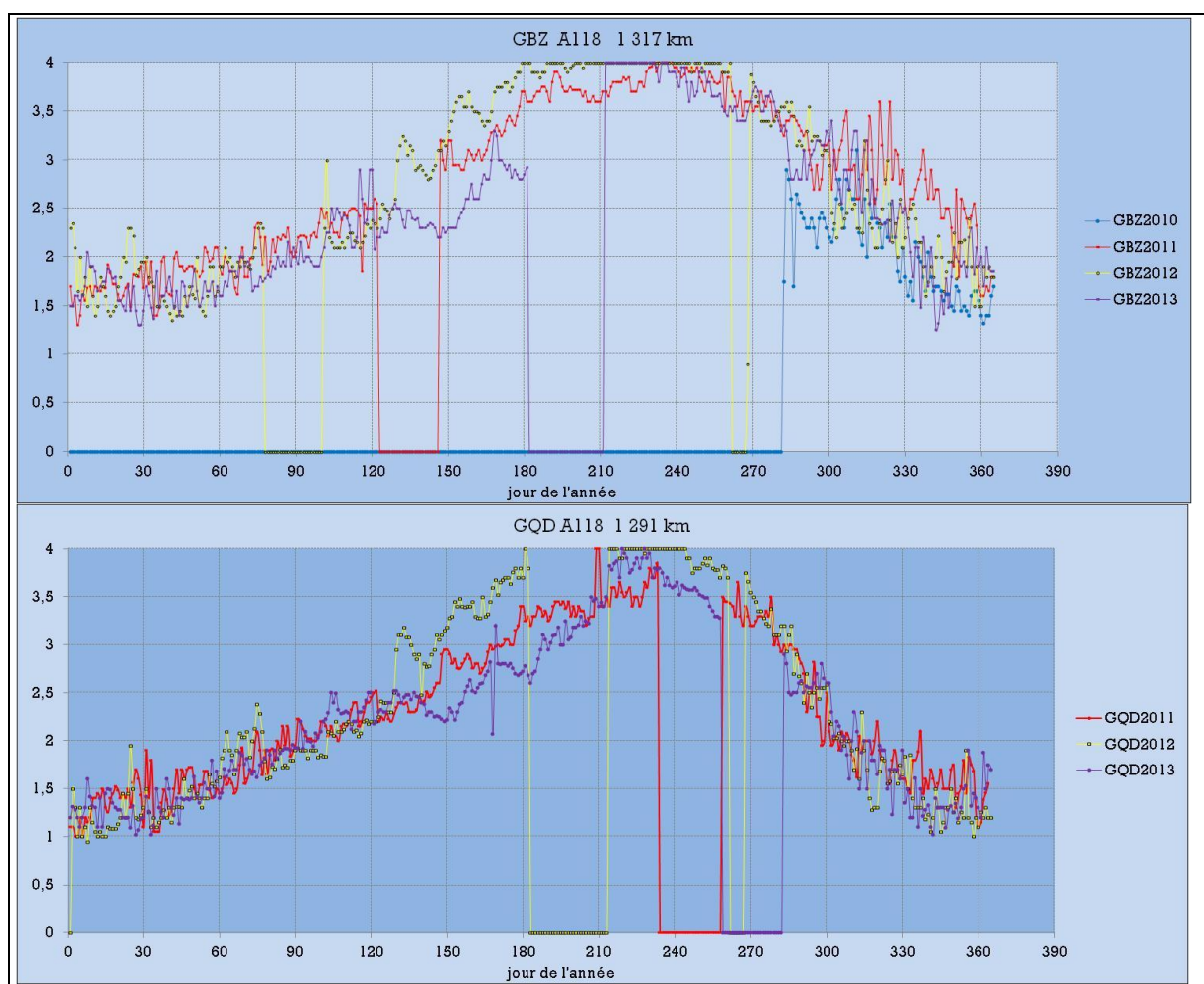
La région D est l'équivalent d'un gigantesque laboratoire sans parois d'un volume de l'ordre de 13 milliards de  $\text{km}^3$  dont l'état de l'ionisation dépend non seulement de l'évolution spatiale et temporelle du phénomène ionisant mais également d'un canevas subtil de réactions chimiques locales qui fixent le temps de vie des électrons libérés, soit en les recombinant à des ions positifs, soit en les attachant à des constituants souvent mineurs pour former des

ions négatifs qui entrent dans des chaînes de réactions complexes .

L'état de la région D présente des signatures périodiques undécennale, synodique solaire (Carrington), annuelle, saisonnière, diurne ou aperiodiques liées aux cosmiques, à des précipitations de protons ou à des bouffées gamma .

L'intrication propagation  $\leftrightarrow$  aéronomie a été évoquée dans le chapitre précédent . Il est patent que la valeur de l'éclairement par les UVex ou les XR au cours ou du cycle solaire, ou de l'année ainsi que l'évolution de la valeur diurne de  $\chi$  jouent un rôle primordial ; toutefois, pour la région D, l'*ionospheric weather* est largement dépendant de la physique et de la chimie de la moyenne atmosphère, notamment de la concentration locale en espèces à longue durée de vie telles que NO, O, O<sub>3</sub> et H<sub>2</sub>O . On pourrait résumer la situation en disant qu'à flux des X et des UVex constants et à  $\chi$  identique, la fonction de transfert des circuits 1D n'est pas constante [BAR12] .

Les méthodes classiques de sondage de la région D par diffusion Thompson (incoherent scattering) ne sont facilement applicables qu'au dessus de la zone des 80 km et les seules mesures expérimentales de la concentration en électrons de la basse mésosphère se font par le biais de tirs fusées sondes forcément sporadiques . Or comme on l'a vu, les signaux des émetteurs stratégiques se réfléchissent en milieu de journée dans la zone basse de la région D . Il existe donc une opportunité pour que des enregistrements au long cours puissent fournir des renseignements qui permettent d'affiner le canevas réactif de la région D et d'aboutir ainsi à un profil causal de la concentration électronique au travers de la concentration en espèces chimiques . Le bénéfice que l'on peut en tirer est grand, en effet les différents modèles théoriques où l'incertitude sur [NO] de jour est de l'ordre de 10 et de nuit de plusieurs ordres de grandeur calculent essentiellement les concentrations locales en ions positifs et ions négatifs et déterminent [e] par simple soustraction . La question est d'importance puisque à partir de 75 km d'altitude l'ionisation par les UVex via NO prend le pas sur l'ionisation par les XR (figure 2) . Les différentes mesures expérimentales montrent une dépendance étroite de [NO] avec l'activité solaire, mais aussi avec la latitude et la saison . La concentration en [O] qui chute de manière très importante quand le Soleil est au limbe le soir dépend quant à elle de processus photochimiques mais également de transports dynamiques verticaux et méridionaux qui sont de type météorologique . On ajoutera que la formation d'agrégats hydratés d'ions NO<sup>+</sup> et O<sub>2</sub><sup>+</sup> dont le rendement varie de 5 et 7 ordres de grandeur entre 50 et 100 km d'altitude rend les modèles théoriques excessivement instables, et ce d'autant plus que leur dépendance de la température se fait par le biais d'un exposant qui souvent  $\leq 5$  .



**Figure 45** : Relevés de GBZ et GQD à la station A118 . Moyenne sur la demi – heure centrée sur le midi local . La signature des éventuels SID présents durant la mesure a été remplacée par une interpolation . On notera en 2012 une saturation de la chaîne de réception qui laisse cependant apparaître un net maximum postérieur au 21 juin et perdurant jusqu'à la mi-septembre . Les années représentées couvrent la montée du cycle 24 (sunspot number 2010 < 25) qui présente un premier maximum fin 2011 (  $R_i \approx 68$ ) et un minimum temporaire (  $R_i \approx 55$ ) durant 2013 . La morphologie dissymétrique par rapport au solstice d'été de la signature qui est de l'ordre de 40 à 50 jours laisse apparaître un forçage autre que zénithal où la phase ascendante est deux fois plus longue que la phase descendante . Pour l'année 2012, on remarquera une évolution absolument identique des signaux des deux émetteurs entre les jours 129 et 181 . L'évolution du flux des XR était alors conforme à cette période du cycle solaire, laissant ainsi suspecter un effet météorologique . On pourrait avoir des arrières pensées soupçonneuses en songeant à une éventuelle quoique improbable modification de la puissance des deux émetteurs ... .

Ainsi, dans un futur idéal, le vrai profil ionosphérique ne devrait être qu'immédiat et impliquerait la construction d'un modèle à partir de mesures satellitaires du flux des UVEX et des XR en temps réel couplées à une description aéronomique, idéalement météorologique, de la mésosphère . Une fois établi, le modèle devrait être soumis sans rétroaction adaptative aux tests de propagation radio générant ainsi une nécessaire comparaison des résultats et des modèles .

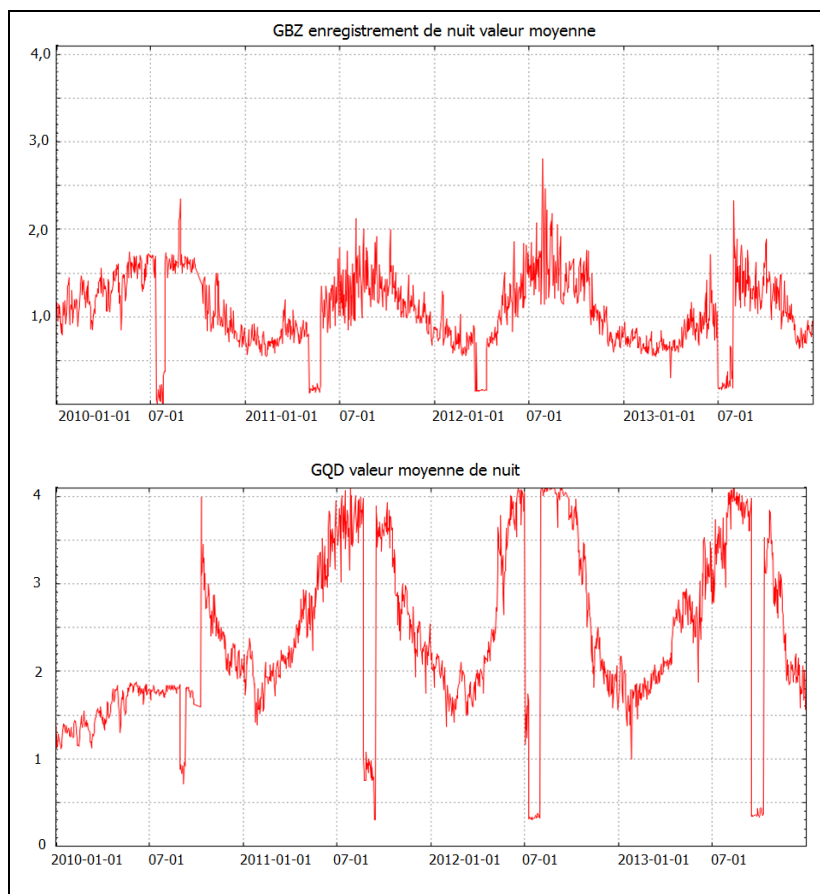
Pour extraire la signature saisonnière, on peut procéder comme suit :

- Mesurer le niveau de réception tous les jours à la même heure durant le même laps de temps , e.g.

durant la demi heure centrée sur midi local .

- L'évolution de  $\chi$  étant connue, on peut reconnaître la composante annuelle . Etant donné l'évolution des figures d'interférence de la station A118 (figure 33), on peut s'attendre à un maximum de niveau de réception centré sur le 21 juin .

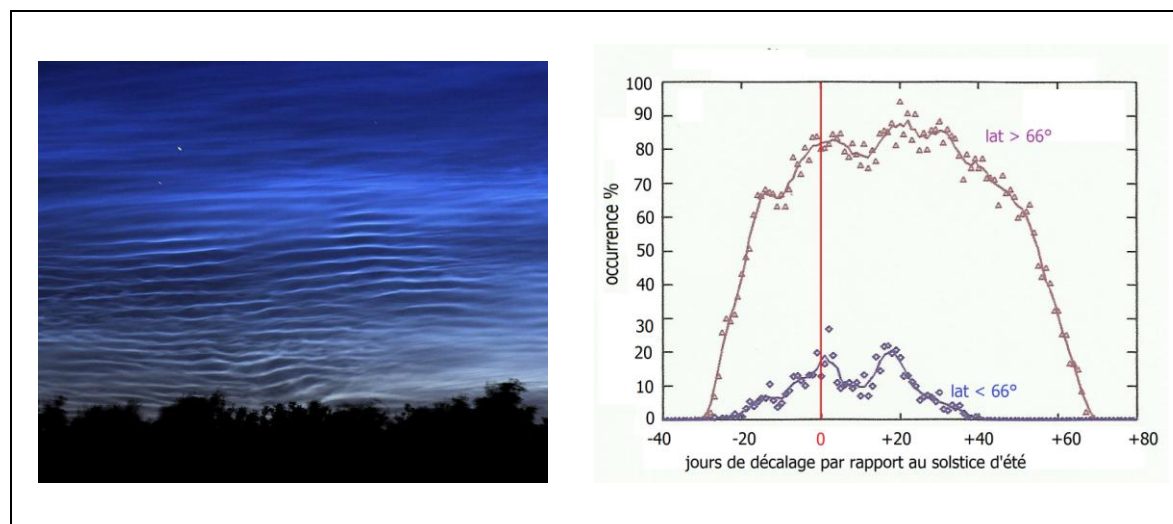
- Les effets des éventuels flares présents lors du midi local seront gommés . Deux mesures précédant le début du SID distantes de 10 minutes , et deux mesures le suivant, les tangentes peuvent être définies hors SID, et on peut procéder à une interpolation . Idéalement on fera appel à une fonction spline . La collation des mesures fournit figure 45 .



**Figure 46 :** valeurs moyennes de nuit de GBZ et GQD durant la période 2010-2013 . Les relevés ont été faits alors que le Soleil était largement sous l' horizon à 100 km d' altitude, soit durant la nuit nautique et la nuit astronomique qui est toutefois absente une partie de l' été . Le point subréflectif est situé dans la région de Bayeux soit sous le seuil des 50° de latitude .

Comme pour le relevé de jour, l'évolution de niveau n'est pas centrée sur le solstice . La différence de niveau de réception entre les deux émetteurs est liée à la figure d'interférence (Fig 33) .

Programmation : Lionel Loudet station A118 .



**Figure 47 :** Les nuages noctulescents apparaissent principalement aux hautes latitudes (la latitude de 66° correspond au cercle polaire arctique) et exceptionnellement sous le seuil des 50° N . La fréquence de leur apparition présente une asymétrie par rapport au solstice d'été . Leur altitude moyenne est centrée entre 82,5 et 84 km selon un timing également décalé d'une vingtaine de jours sur le solstice . Pression locale : de l'ordre de cent mille fois plus faible qu'au sol . Température ambiante : - 150°C , ce qui fait de la mésosphère d'été l'endroit le plus froid de la Terre . Taux d'humidité : de l'ordre de un million de fois plus petit que celui de l'atmosphère saharienne :  $10^{-6} < [H_2O]_{mésophère} < 10 \cdot 10^{-6}$  en volume . L'évolution inverse de température par rapport aux saisons est due au fait que la mésosphère n'est pas en équilibre radiatif, mais répond à des sollicitations dynamiques qui impliquent les deux hémisphères . Longueur d'onde horizontale de l'onde de gravité : de 10 à plus de 50 km . Amplitude verticale liée à la longueur d'onde, de 200 m à 2,3 km . Vitesse de déplacement : de l'ordre de 10 à 100 m/s . Source : banque de données GOMOS .  
photo <http://webodyseum.com/wp-content/uploads/2012/10/Noctilucent-cloud-09.jpg>

Si l'effet saisonnier est lié à une composante chimique, de température, ou de régime de vents dans l'atmosphère moyenne, on peut en avoir confirmation en examinant les niveaux de nuit durant la *nuit nautique et astronomique* pour autant que cette dernière existe : cf figure 46 où il est évident qu'un effet autre que solaire intervient . Il est probable que les émissions attachées à la géocouronne d'hydrogène jouent un rôle en été , sans toutefois expliquer la dissymétrie par rapport au solstice . Or, l'évolution de la concentration mésosphérique en O<sub>3</sub> est de type semi-annuel sous nos latitudes et celle des vents zonaux, de la concentration en vapeur d'eau ou de la température présente une signature annuelle bien centrée sur le solstice d'été [GER08] ...

Le phénomène générateur est donc plus global et peut, sans que la corrélation soit causale, laisser une autre signature qui présenterait les mêmes caractéristiques d'asymétrie [DRO14] .

Il semble que ce soit le cas des nuages noctulescents qui se forment à une altitude proche de 83 km et dont la formation suit une répartition temporelle asymétrique par rapport au solstice (figure 47) . On fera un passage obligé par [PER12] .

## 7 Conclusion .

L'utilisation de la banque de données pérenne de *e.g.* la station A118 qui est la référence, permet de jeter un nouveau regard sur le comportement aéronomique de la région D . Pour des raisons géographiques de proximité, les stations françaises n'ont pas été utilisées, toutefois les pays limitrophes devraient en tirer profit en ce, jusqu'au Sud de l'Espagne, voire la façade maghrébine de la Méditerranée .

Si nous n'avons pas évoqué les problèmes techniques de réception, c'est que hors pollution anthropique du spectre ils sont quasi inexistantes . L'implantation géographique de la station est donc le facteur le plus important . La puissance de bruit des signaux non désirés d'origine artificielle ou naturelle est au moins supérieure de six ordres de grandeur, parfois de douze, à la puissance de bruit générée par le premier étage d'un récepteur VLF standard dont *in fine* l'électronique peut être classique . Selon l'habitude, l'aérien est immédiatement suivi d'un adaptateur d'impédance idéalement de gain unitaire qui attaque une série de filtres propres à chaque canal et qui sont en général des récepteurs à amplification directe dont la bande passante est de l'ordre de 50 Hz [DEL10] et dont les constantes de temps de détection sont de l'ordre de la minute . Ce réflexe hérité de l'utilisation des émetteurs de signaux horaires dont la fréquence servait de référence et qui s'accommodaient mal d'un changement de fréquence est peut être à revoir ... Il est en effet possible d'utiliser dans les conditions difficiles un récepteur hétérodyne dont la bande passante de la

FI située dans le segment VLF est de l'ordre de 1 Hz [DEL11] .

Signalons enfin que dans la faune des événements improbables , et bien qu'il s'agisse d'une alternative non viable, il est possible, à condition d'utiliser de faibles constantes de temps de détecter *a posteriori* les signatures des flash gamma des Softs Gamma Repeaters .

## 8 Bibliographie :

Les enregistrements nomenclaturés A118 sont issus de la station A118 de l'American Association of Variable Stars Observers entretenue par Lionel Loudet dans la région toulousaine , site en ligne <http://sidstation.loudet.org/data-fr.xhtml>

Les enregistrements nomenclaturés A119 sont issus de la station A119 de l'AAVSO entretenue par Jean Pierre Godet dans le Nord du bassin parisien . Point d'accès : <http://jpmere.online.fr/VLF.htm>

Les enregistrements nomenclaturés « *Dourbes* » sont issus de l'ex station d'enregistrement VLF de la section Profils Ionosphériques de l'Institut Royal Météorologique de Belgique .

- [ALP 74] Yakov L. ALPERT . *Radio Wave Propagation and the Ionosphere Vol 2 : propagation of electromagnetic waves near the earth* . Consultants Bureau (Plenum Publishing Corporation) 1974
- [ALT 70] Altman and Cory , *Multiple reflection processes in the D and E regions at low and very low frequencies* .J.Atmosph.Terr. Phys.Vol 32, pp 1439-1455 1970
- [BAR12] V. Barabash *et al.* *Electron density profiles in the quiet lower ionosphere based on the results of modeling and experimental data* Ann. Geophys., 30, 1345–1360, 2012
- [BEH08] Beharrell, M., and F. Honary , *A new method for deducing the effective collision frequency profile in the D-region*, J. Geophys. Res. , 113i:10.1029/2007JA012650.
- [BER10] J. L. Bertaux *et al.* *Global ozone monitoring by occultation of stars: an overview of GOMOS measurements on ENVISAT* . Atmos. Chem. Phys., 10, 12091–12148, 2010
- [BRA51] R.N. Bracewell *et al.* : *The ionosphere propagation of low and very low frequency waves over distances less than 1000 Km*, Proc.I.E., II, **98**, 221 (1951)
- [BUD 85] K.G. Budden . *The propagation of radio waves (§ 12.7 et § 12.8)* . Cambridge University Press 1985, reprint 1988
- [DEL 03] J.J.Delcourt , *Ionosphère région D*. Hermes – Lavoisier 2003
- [DEL10] J.J Delcourt. L. Lejeune : *Murmures ionosphériques, techniques de réception sous le seuil des 100 KHz* . Ellipses collection Technosup 2010
- [DEL11] Delcourt J.J. : *Une FI à diapason piézoélectrique, un microtome pour les VLF* , Radio REF 01-2011 ou auprès de [ionosphere.d23@skynet.be](mailto:ionosphere.d23@skynet.be)

- [DRO14] Isabelle Drouet . *Des corrélations à la causalité* . Pour la Science Juin 2014 .
- [GAL72] Galejs Janis, *Terrestrial Propagation of long Electromagnetic Waves* . Naval Research Laboratory, Washington , Pergamon Press 1972
- [GER08] M. Gerding *et al.*: *Seasonal variation of nocturnal temperatures between 1 and 105 km altitude at 54°N observed by lidar* . Atmos. Chem. Phys., 8, 7465–7482, 2008
- [HAN10] Han, F., and S. A. Cummer , *Midlatitude daytime D region ionosphere variations measured from radio atmospherics*, J. Geophys. Res.115, A10314, doi:10.1029/2010JA015715.
- [MAU 12] Maurer C. , *Construction of and First Results from VADar .(VLF Antenna Darmstadt)* Technische Universität Darmstad 2012
- [LOU14] Lionel Loudet : <http://sidstation.loudet.org/data-fr.xhtml>
- [PER12] Kristell Pérot , *Caractérisation et Climatologie des Nuages Mésosphériques Polaires d'après les mesures de l'instrument GOMOS/ EN-VISAT* . Thèse de Doctorat Université Paris VI jan 2012
- [QUE 75] Quemada, *Gaz et Plasma in Traité d'Electricité* . Edité par G.GOUDET Masson 75
- [RUT 10] Rutgers University . *Oblique incidence, point d'entrée* : [www.ece.rutgers.edu/~orfanid/ewa/ch07.pdf](http://www.ece.rutgers.edu/~orfanid/ewa/ch07.pdf)
- [THR66] E. V. Thrane and W. R. Piggott. . *The collision frequency in the E- and D-region of the ionosphere*.J. Atmos. Terr. Phys.,28, 721–737 (1966)
- [WAI 64] Wait and Spies , *Characteristics of Earth – Ionosphere Waveguide for VLF Radio Waves* . Nat.Bur.of Stand. Boulder Colorado 1964
- [WAN 70] I.C. Wand and T.B. Jones : *Full wave studies of the ionospheric reflection coefficients of VLF and LF radio waves* , Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1970 , vol 32, pp 737-756
- [WAT 67] A. D. Watt . *VLF Radio Engineering* , Pergamon Press 1967