

N° d'ordre :

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediène

Faculté de PHYSIQUE



THESE

Présentée pour l'obtention du **grade de**
DOCTEUR EN PYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique

Par : BOUDERBA Yasmina

Sujet

Etude et analyse des perturbations des signaux de très basses fréquences (TBF) dues aux éruptions solaires

Soutenue publiquement, le / / , devant le jury composé de :

M. Taha Houssine ZERGUINI	Professeur à l'USTHB	Président
Feu Mouloud TRIBECHE	Professeur à l'USTHB	Directeur de thèse
Mme. Djamila DOUMAZ	Directrice de Recherche au CDTA	Examinatrice
M. Toufik ABDELATIF	Directeur de Recherche au CRAAG	Examineur
M. Samir NAIT AMOR	Maître de Recherche A au CRAAG	Examineur
M. Rabia AMOUR	Maître de Conférence A à l'USTHB	Examineur

Résumé

Ce travail de thèse a pour objectif d'étudier l'impact des éruptions solaires sur la propagation des ondes TBF (en anglais VLF : 3-50 kHz) dans la basse couche de l'ionosphère (la couche D : 60 à 90 km d'altitude). En effet, les signaux VLF se propageant dans le guide d'onde Terre-ionosphère, par réflexions successives entre le sol et la couche D, sont fortement affectés par des modifications du guide d'onde dues aux éruptions solaires. En conséquence, des variations d'amplitude et/ou de phase sont alors enregistrées. Pour mettre en œuvre cette étude, nous avons analysé les données enregistrées par le récepteur d'Alger (R_{ALG} : 36.7°N, 03.13°E, Algérie). Suite à cela, nous avons présenté les profils des paramètres de perturbations du signal VLF (ΔA_m et ΔP_m), les profils des paramètres de Wait (H' et β) ainsi que la variation de la densité électronique (N_e) grâce au code « LWPC » en fonction du flux d'éruptions solaires. En plus de l'investigation classique, nous avons également exploité le code « LWPC » pour simuler le signal VLF ambiant et perturbé en fonction de la distance émetteur-récepteur. De ce fait, nous avons mis en évidence l'effet de la structure modale du signal qui est en relation avec la distance de propagation entre l'émetteur et le récepteur. Ce résultat a montré que l'enregistrement de la perturbation est fortement dépendant de la distance émetteur-récepteur. D'autre part, nous avons simulé la variation temporelle de la densité électronique sous l'effet des éruptions solaires. Pour cela, nous avons utilisé le modèle de « GPI » (Glukhov-Pasko-Inan), décrivant les équations de continuités de la couche D. Dans ce modèle, le rayonnement X de l'éruption est alors considéré comme terme de production alors que le terme des pertes regroupe la recombinaison, l'attachement... Toutefois, les résultats obtenus montrent que les profils de la densité électronique augmentent avec l'augmentation du flux d'éruptions solaires. Et qu'elle est plus importante à hautes altitudes qu'à basses altitudes. Ceci est dû à la domination du terme de production par rapport au terme de perte. En fin, ces profils suivent la même évolution que celle obtenue dans la partie expérimentale.

Mots clés :

Les éruptions solaires, la couche D de l'ionosphère, propagation du signal VLF, la densité électronique.

Remerciements

A travers cette thèse, je rends hommage au Feu **TRIBECHE Mouloud**, Professeur à l'USTHB, qui été mon directeur de thèse et qui nous a quitté. Je salue la mémoire de ce grand homme, dont sa bonne humeur et sa bonté me marqueront à jamais. Je tiens à exprimer toute mon admiration et ma reconnaissance à ses proches ainsi qu'à sa famille.

J'exprime ma gratitude à Monsieur **NAIT AMOR samir**, Maître de recherche « A » au « CRAAG » pour m'avoir fait bénéficier de sa grande compétence et expérience dans le domaine du VLF. Je lui adresse mes vifs remerciements pour ses conseils, ses remarques et critiques. Je lui demeure reconnaissante.

Je remercie Monsieur **Taha Houssine ZERGUINI**, Professeur à l'USTHB, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Mes remerciements vont également à Madame **Djamila DOUMAZ**, Directrice de Recherche au CDTA, Monsieur **Toufik el Hak ABDELATIF**, Directeur de Recherche au CRAAG, Monsieur **Samir NAIT AMOR**, Maître de Recherche (A) au CRAAG et Monsieur **Rabia AMOUR**, Maître de Conférence (A) à l'USTHB, d'avoir accepté de participer au jury de cette thèse.

J'exprime mes remerciements aussi à l'ensemble du personnel du **CRAAG** d'avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires pour la réalisation de ce travail.

Je remercie également le **Doyen de la faculté des sciences** de l'université de Boumerdes « Ahmed Bouguera » de m'avoir accueilli au sein de l'université tout au long de l'élaboration de cette thèse.

Je tiens à remercier les professeurs **Jean Pierre RAULIN** et **Sujay PAL** pour toute la documentation qu'ils m'ont fourni ainsi que pour toutes les réponses à mes questions.

Je remercie spécialement mes collègues : **Zolikha SAHNOUNE**, **Fatma ANAD**, **Mourad FOUKA** et **Khalil DAIFFALAH** pour leurs aides précieuses pour l'élaboration de ce travail.

Enfin, j'exprime mes sincères remerciements à tous mes amis, mes collègues ainsi que tous ceux qui de près ou de loin m'ont aidé à la réalisation de ce travail.

A mon cher enfant *MEHDI*,

Table des matières

Introduction générale	10
I Relation Soleil-Terre	15
I.1 Le Soleil	16
I.1.1 Caractéristiques générales.....	16
I.1.2 Activité solaire	18
I.2 L'atmosphère terrestre.....	23
I.2.1 Introduction.....	23
I.2.2 Historique de l'ionosphère.....	25
I.2.3 Formation de l'ionosphère	26
I.2.4 Structure de l'ionosphère	33
II Propagation radio et technique VLF.....	37
II.1 Propagation des ondes radio.....	38
II.1.1 Le spectre radiofréquence.....	38
II.1.2 Principe de propagation des ondes radio	40
II.1.3 Les modes de propagation	40
II.1.4 Autres caractéristiques.....	46
II.2 Description de la technique VLF	47
II.2.1 Introduction	47
II.2.2 Principe de la technique VLF	47
II.2.3 Théories de propagation des ondes VLF.....	49
II.2.4 Modélisation par le code LWPC	52
III L'instrumentation VLF.....	57
III.1 Le dispositif instrumental.....	58

III.1.1	Le réseau AWESOME.....	58
III.1.2	Le récepteur VLF d'Alger	61
III.1.3	Le choix de l'émetteur.....	63
III.2	Visualisation du signal VLF.....	64
III.2.1	La transition jour/nuit	64
III.2.2	L'alternance de saisons.....	67
III.2.3	Les éruptions solaires	70
V	Résultats du traitement de données et du code « LWPC ».....	72
IV.1	Sélection des éruptions solaires.....	73
IV.2	Perturbations dues aux éruptions solaires	77
IV.2.1	Détermination des paramètres de perturbation.....	77
IV.2.2	Détermination des paramètres de Wait.....	80
IV.2.3	L'effet de χ sur la perturbation du signal.....	83
IV.2.4	Les résultats à $\chi = -40^\circ$	85
IV.3	Etude du comportement modal du signal.....	90
IV.4	Les coefficients d'atténuations.....	95
	Résultats de la modélisation numérique de la couche D par le modèle « GPI » ...	99
V.1	Propriétés chimiques de la couche D	100
V.1.1	Les processus de production de pair (e-ions)	101
V.1.2	Les processus de pertes	103
V.2	Le modèle « GPI ».....	104
	Conclusion générale	117
	Bibliographie	120

Liste des Figures

Figure I-1: La position du Soleil dans le diagramme H-R [Strömgren, Bengt, 1933].	16
Figure I-2: Structure du Soleil en coupe (www.le-systeme-solaire.net/Soleil.html). 17	17
Figure I-3: La rotation différentielle du Soleil à travers le diagramme papillon.	18
Figure I-4: Les différents cycles solaires [http://solarscience.msfc.nasa.gov/].	19
Figure I-5: Présentation des cycles solaires 22, 23 et 24 [http://solarscience.msfc.nasa.gov/].	19
Figure I-6: L'éruption solaire de classe M1.7 du 16 Avril 2012 (Crédit : NASA/SDO).	20
Figure I-7: Un exemple d'enregistrement du flux solaire de rayon X par les satellites GOES [ftp://ftp.swpc.noaa.gov].	22
Figure I-8: La stratification horizontale de l'atmosphère terrestre.	24
Figure I-9: La distribution de la concentration électronique de l'ionosphère [Barclay, 2003].	27
Figure I-10: L'évolution diurne de l'angle solaire zénithal.	29
Figure I-11: Le taux de production normalisé (q/q_0) en fonction de l'altitude normalisée pour différentes valeurs de χ	33
Figure I-12: Topologie des différentes couches ionosphériques au cours d'une journée.	34
Figure II-1: Le spectre radiofréquence.	38
Figure II-2: Principaux trajets suivis par les ondes radio : (1) onde indirecte, (2) onde directe (onde d'espace), (3) onde de surface (onde de sol) et (4) onde de ciel (ionosphérique).	41
Figure II-3: Propagation radio à travers les différentes couches (D, E et F).	44
Figure II-4: La propagation des ondes VLF dans le guide d'onde Terre-ionosphère.	49
Figure II-5: Illustration de quelques ordres de chemins de rayons selon la théorie des rayons.	50
Figure II-6: Présentation de la propagation de l'onde VLF.	51

Figure II-7: La simulation temporelle en amplitude (a) et phase (b) d'une journée calme du Soleil (05 août 2008) avec le code LWPC.	55
Figure II-8: Simulation du signal VLF en fonction de la distance en amplitude (a) et phase (b) avec le code LWPC lors d'une journée calme (05 août 2008 à 09 :00 TU). 56	
Figure III-1: Carte indiquant l'emplacement des émetteurs VLF (en haut) et des récepteurs du réseau AWESOME (en bas) à travers le monde.	60
Figure III-2: Les différentes composantes du récepteur d'Alger.	62
Figure III-3: La distance de propagation du signal VLF $d(E_{NRK} - R_{ALG})=3495$ km... 63	
Figure III-4: Une fenêtre de l'application DAQviewer pour visualiser le signal VLF.	64
Figure III-5: Illustration du Terminator au lever et coucher du Soleil [https://www.timeanddate.com/worldclock/sunearth.html].	65
Figure III-6: Enregistrement du signal VLF lors de la journée calme du 15 Avril 2008.....	66
Figure III-7: Schématisation de la propagation des ondes VLF durant le jour et la nuit.	67
Figure III-8: La révolution de la Terre autour du Soleil selon les quatre saisons.....	68
Figure III-9: Le signal VLF enregistré selon les quatre saisons.	69
Figure III-10: L'allure du signal VLF lors d'une journée active du Soleil du 05 mai 2012.....	70
Figure IV-1: L'histogramme des éruptions solaires (C, M et X) sélectionnées entre le lever et le coucher du Soleil à Alger pour la période 2007-2013.	73
Figure IV-2: Exemple d'une perturbation d'amplitude <0.2 dB causée par une éruption de classe C1.7.....	74
Figure IV-3: Enregistrement d'événements non isolés lors d'une journée active du Soleil.	75
Figure IV-4: Un exemple de perturbation causée par l'éruption X2.8 mesurable en amplitude mais pas en phase.....	76
Figure IV-5: L'allure du signal VLF en amplitude (a) et en phase (b) lors de la puissante éruption solaire de la classe X6.9.	78

Figure IV-6: Les tracés des paramètres de perturbation (ΔA , ΔP) en fonction du flux solaire.....	79
Figure IV-7: L'évolution des paramètres de Wait (H' , β) en fonction du flux solaire.	81
Figure IV-8: L'évolution de la densité électronique en fonction du flux solaire à $z=74$ km.....	82
Figure IV-9: Des éruptions de classe C produisant le même ordre d'ionisation en fonction de χ . Où le trait bleu représente le fit polynomiale.	83
Figure IV-10: Différentes classes d'éruptions produisant la même densité électronique.....	84
Figure IV-11: Les profils des paramètres de perturbation (ΔA , ΔP) à $\chi=-40^\circ$	86
Figure IV-12: Les profils des paramètres de Wait (H' , β) à $\chi=-40^\circ$	87
Figure IV-13: L'évolution de Ne à $\chi=-40^\circ$ pour différentes hauteurs z. Erreur ! Signet non défini.	
Figure IV-14: La variation de la densité électronique en fonction de la hauteur.....	89
Figure IV-15: Différentes allures de perturbations dues à l'éruption solaire enregistrées sur plusieurs chemins.....	91
Figure IV-16: La simulation par le code « LWPC » de l'amplitude et la phase en fonction de la distance durant le Soleil calme et perturbé.	93
Figure IV-17: Déplacement du fading en fonction du flux d'éruptions solaires.	95
Figure IV-18: La simulation de l'atténuation des modes en fonction du flux solaire.	96
Figure IV-19: Les coefficients d'atténuations en fonction du flux d'éruptions solaires pour les deux positions N1 et N2..... Erreur ! Signet non défini.	
Figure V-1: Schéma des interactions chimiques du modèle GPI [Glukhov et al., 1992].	106
Figure V-2: L'évolution des densités des neutres (a) et des coefficients β , γ et B dans la couche D [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html].	109
Figure V-3: L'évolution des densités ambiantes de la couche D en fonction de z d'après le modèle IRI[http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri_vitmo.php].	114
Figure V-4: L'évolution temporelle de N_e pour différentes éruptions solaires (C1, M1, X1) à différentes altitudes.....	116

Figure V-5: Ne en fonction du flux des éruptions solaires à différentes altitudes. ... 117

Liste des Tableaux

Tableau I-1: Le rapport de NOAA sur les éruptions solaires enregistrées	21
Tableau I-2: La classification des éruptions solaires (GOES : 0.1-0.8 nm).....	22
Tableau II-1: Répartition approximative des différentes gammes du spectre radiofréquence.....	39
Tableau II-2: Les modes de propagation de quelques gammes d'ondes radios.....	45
Tableau III-1: Liste des caractéristiques de quelques émetteurs VLF.....	59
Tableau IV-1: Les coefficients d'atténuations de quelques modes des points nuls N1 et N2 sous des conditions normales et perturbées [Bouderba et al., 2016].	97
Tableau V-1: Les valeurs des densités des neutres et des coefficients atmosphériques en fonction d'altitude [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html].....	108
Tableau V-2: Les valeurs des densités ambiantes de la couche D en fonction d'altitude [http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri_vitmo.php].	113

Introduction générale

Le Soleil joue un rôle primordial dans la vie des terriens, car il est la principale source d'énergie pour la Terre. Son apport de lumière et de chaleur, permettant la présence d'eau à l'état liquide et également la photosynthèse des végétaux, a déclenché la vie sur Terre. Il détermine aussi l'environnement spatial dans lequel baignent les planètes, comètes et autres corps du système solaire. Depuis l'antiquité, cet astre du jour suscitait la curiosité de l'humanité. Depuis la fin du XX^{ème} siècle, le Soleil est observé, scruté et étudié en permanence depuis le sol et l'espace (SOHO, SDO, ...). Une nouvelle discipline : la météorologie spatiale ou météo de l'espace a vu alors le jour. Cette discipline s'intéresse principalement à l'influence de l'énergie solaire émise par notre étoile sous forme de rayonnement et de particules sur le milieu interplanétaire. Elle étudie également les conditions de l'environnement spatial de la Terre (l'ionosphère, la magnétosphère, ...) qui peuvent affecter le fonctionnement et la fiabilité des systèmes ou services au sol ou dans l'espace. Ou mettre en danger les biens ou la santé de l'homme. Cette discipline peut également aider à prédire les événements susceptibles d'engendrer ces nuisances afin de les prévenir et les maîtriser.

Du fait de ces émissions, notre planète reçoit donc en permanence de divers particules (électrons, protons, noyaux lourds...) qui sont précédés par des rayonnements (UV, EUV, rayons X,...). Le flux solaire atteignant la haute atmosphère terrestre donne naissance à l'ionosphère terrestre. Cette couche de gaz ionisé se situe au-dessus de l'atmosphère neutre et s'étale jusqu'à 1000 km d'altitude.

L'interaction du rayonnement et des particules solaires, due à l'activité solaire (tels que : les éruptions solaires, les CMEs et le vent solaire), influence à la fois notre environnement naturel (allant de la biosphère jusqu'à l'espace) et notamment notre environnement technologique. Les effets qui en résultent sont parfois spectaculaires (les aurores polaires). Mais d'autres effets peuvent s'avérer nuisibles et risquent de contrecarrer les effets bénéfiques du Soleil. Surtout que de nos jours, nos sociétés sont fortement dépendantes des moyens de communications qui sont assurés par la propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère. Cependant, Certaines éruptions solaires peuvent perturber les transmissions radioélectriques terrestres et provoquent l'apparition des aurores polaires. Les vents solaires peuvent également

perturber les moyens de communication et de navigation utilisant des satellites. Quant à l'orage magnétique (tempête magnétique), dû au CMEs, il provoque des fluctuations brusques et intenses du magnétisme terrestre. Le plus souvent, les risques encourus qui découlent de l'orage magnétique sont d'ordres technologiques et économiques, tels que :

- La variation de la direction de l'aiguille de la boussole (perturbation de l'orientation).
- Bruit électrique induit dans les câbles téléphoniques.
- Perturbations importantes de la propagation ionosphérique des ondes radioélectriques de communication provoquant de sérieuses perturbations, brouillement et parfois la rupture dans les télécommunications radio, les satellites et le GPS. Surtout dans les secteurs stratégiques tels que la navigation, la détection des foyers d'incendies et des inondations.
- La corrosion prématurée des pipelines est accrue par les courants électriques qui s'y propagent lors des orages magnétiques.
- Destruction des systèmes électroniques embarqués dans les satellites et leurs pertes.
- Une menace sur la santé des astronautes.
- Affecter les réseaux de distributions électriques qui peuvent provoquer même de gigantesques pannes électriques. L'exemple du violent orage magnétique du 13 mars 1989 qu'a subi le Canada, a créé de forts courants induits dans tous les réseaux conducteurs causant ainsi la fonte des transformateurs au Québec et aux Etats-Unis. Où six millions d'abonnés furent privés de courant électrique pendant neuf heures. Les communications radios et le système GPS furent également perturbés.
- Le risque financier doit pareillement être considéré. Par exemple, la facture de l'incident de Canada s'est élevée entre 3 et 6 milliards de dollars, du même ordre qu'après un cyclone ou une secousse tellurique.

Le Soleil joue un rôle prépondérant sur la propagation des ondes radioélectriques (ELF, VLF, VHF, EHF, ...), notamment par l'influence qu'il exerce sur l'ionosphère. La quantité d'ionisation dans l'ionosphère change considérablement avec la quantité de

rayonnement reçu du Soleil. L'ionosphère peut soit réfléchir les ondes radio terrestres, soit les réfracter, soit les laisser s'échapper vers l'espace ou bien les absorber. Cependant, lors de perturbations externes (dus aux : éruptions solaires, CMEs, orages magnétiques, phénomènes lumineux transitoires, événements à protons, ...), les caractéristiques de l'ionosphère changent et la propagation des ondes radio s'en trouve affectée.

Afin de situer notre travail, nous nous intéressons dans cette thèse à l'impact de l'activité solaire, notamment les éruptions solaires, sur la propagation des ondes VLF dans la basse couche de l'ionosphère, en l'occurrence la couche D (de 60 à 90 km d'altitude). Parmi les différentes techniques utilisées pour l'étude et la modélisation de l'ionosphère, seules les ondes électromagnétiques (OEM) de très basses fréquences TBF (en anglais VLF : 3-50 kHz) sont capables de sonder la couche D. Les signaux VLF se propageant dans le guide d'onde Terre-ionosphère, par réflexions successives entre le sol et la couche D, sont fortement affectés par des perturbations externes et peuvent subir des variations d'amplitude et/ou de phase en réponses aux éruptions solaires. Pour mettre en œuvre cette étude, une surveillance de l'activité solaire est nécessaire. Où nous avons utilisé les enregistrements des satellites GOES qui fournissent l'intensité du flux du rayonnement X émis lors des éruptions solaires. Grâce au récepteur VLF installé en Algérie (appartenant au réseau international AWESOME), nous allons faire la corrélation entre les perturbations des signaux VLF avec les mesures satellitaires de GOES pour pouvoir étudier et analyser l'effet des éruptions solaires sur la basse couche ionosphérique.

Dans le premier chapitre, nous allons présenter d'une façon très brève le Soleil. Etant l'une des innombrables étoiles de notre galaxie, nous présentons ses caractéristiques générales ainsi que son activité. La deuxième partie de ce chapitre contient des informations sur l'atmosphère terrestre, notamment l'ionosphère. Où nous présentons le contexte et les outils théoriques de sa formation selon le modèle de Chapman. Nous définissons également ses différentes couches (D, E et F).

Le deuxième chapitre est consacré dans sa première partie aux ondes électromagnétiques (OEM) et leurs propagations à travers les différentes couches ionosphériques. Dans la seconde partie de ce chapitre, nous introduisons la technique VLF pour la modélisation

de la couche D. Où nous expliquons les théories de propagation des ondes radio de très basses fréquences (VLF). Nous présenterons également le code de simulation le «LWPC», basé sur le modèle ionosphérique de Wait.

Le troisième chapitre décrit le dispositif expérimental, notamment le récepteur VLF d'Alger (R_{ALG}). Nous visualisons par conséquent, l'effet de quelques phénomènes naturels sur la propagation du signal le long du parcours reliant l'émetteur NRK (E_{NRK}), installé en Islande, au récepteur d'Alger (R_{ALG}).

Quant au quatrième chapitre, il est consacré à l'étude des perturbations du signal VLF qui sont dues aux éruptions solaires. Où nous itérons d'abord les conditions nécessaires pour le traitement de données. Par la suite nous présentons nos résultats issus de l'analyse instrumentale ainsi que les résultats de la simulation effectuée par le code «LWPC».

Dans le dernier chapitre, nous allons au préalable présenter les propriétés chimiques de la couche D et les différents processus chimiques y ont lieu. Nous allons présenter ensuite nos résultats de la simulation numérique de la couche D lors des éruptions solaires selon le modèle atmosphérique «GPI».

Chapitre I

■ Relation Soleil-Terre

I.1 Le Soleil

■ Caractéristiques générales

Le Soleil est une étoile ordinaire, de taille et de température moyennes. Cependant, c'est sa proximité de la Terre qui le rend très exceptionnel. Il fait partie de plus de 100 millions d'étoiles du même type spectral qui peuplent notre galaxie « la Voie Lactée ». Il se situe à environ 150 millions de km de la Terre, soit 1 UA¹. Son diamètre $D_{\odot}=1\,392\,000$ km (environ 109 le diamètre de la Terre). Sa masse $M_{\odot}=1.99\,10^{30}$ kg. Sa densité moyenne $\rho_{\odot}=1.4\,10^3$ kg/m³ (environ $\frac{1}{4}$ de la densité moyenne de la Terre). Il se compose de 74 % d'hydrogène, de 24 % d'hélium et d'une fraction d'éléments plus lourds. Âgé d'environ 4,57 milliards d'années, soit, il est à peu près à la moitié de son chemin sur la séquence principale² du diagramme de H-R³, **Figure I-1**.

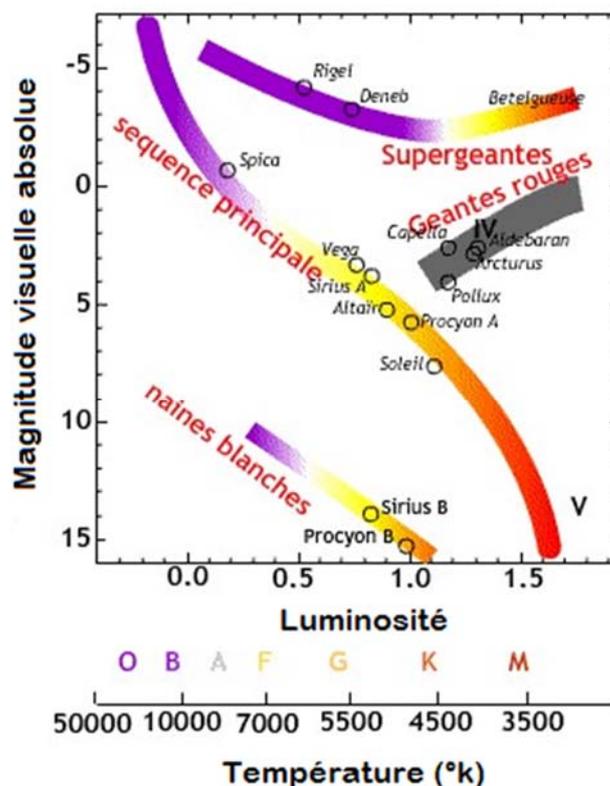


Figure I-1: La position du Soleil dans le diagramme H-R [Strömgren, Bengt, 1933].

¹ Unité astronomique, elle correspond approximativement à la distance entre la Terre et le Soleil.

² Une zone qui traverse le diagramme HR en diagonale. C'est la partie où se trouve la majorité des étoiles.

³ Un graphe montrant la luminosité d'un ensemble d'étoiles en fonction de leur température effective. Ce type de diagramme a permis d'étudier les populations d'étoiles et d'établir la théorie de l'évolution stellaire.

Il tourne également sur lui-même, avec une période moyenne de 27 jours terrestres environ. Le Soleil étant une boule de gaz, sa rotation n'est pas contrainte à une rotation solide. En réalité, il subit une rotation différentielle. Cela signifie que la surface du Soleil tourne à une vitesse différente autour de son axe selon la latitude, où il tourne plus rapidement à l'équateur (25 jours) qu'aux pôles (35 jours). La rotation différentielle combinée avec la convection donnent naissance à l'activité magnétique solaire.

Le Soleil est constitué d'une partie interne (le noyau, la zone radiative et la zone convective), la surface (la photosphère) et d'une atmosphère (la chromosphère, la couronne et l'héliosphère), **Figure I-2**.

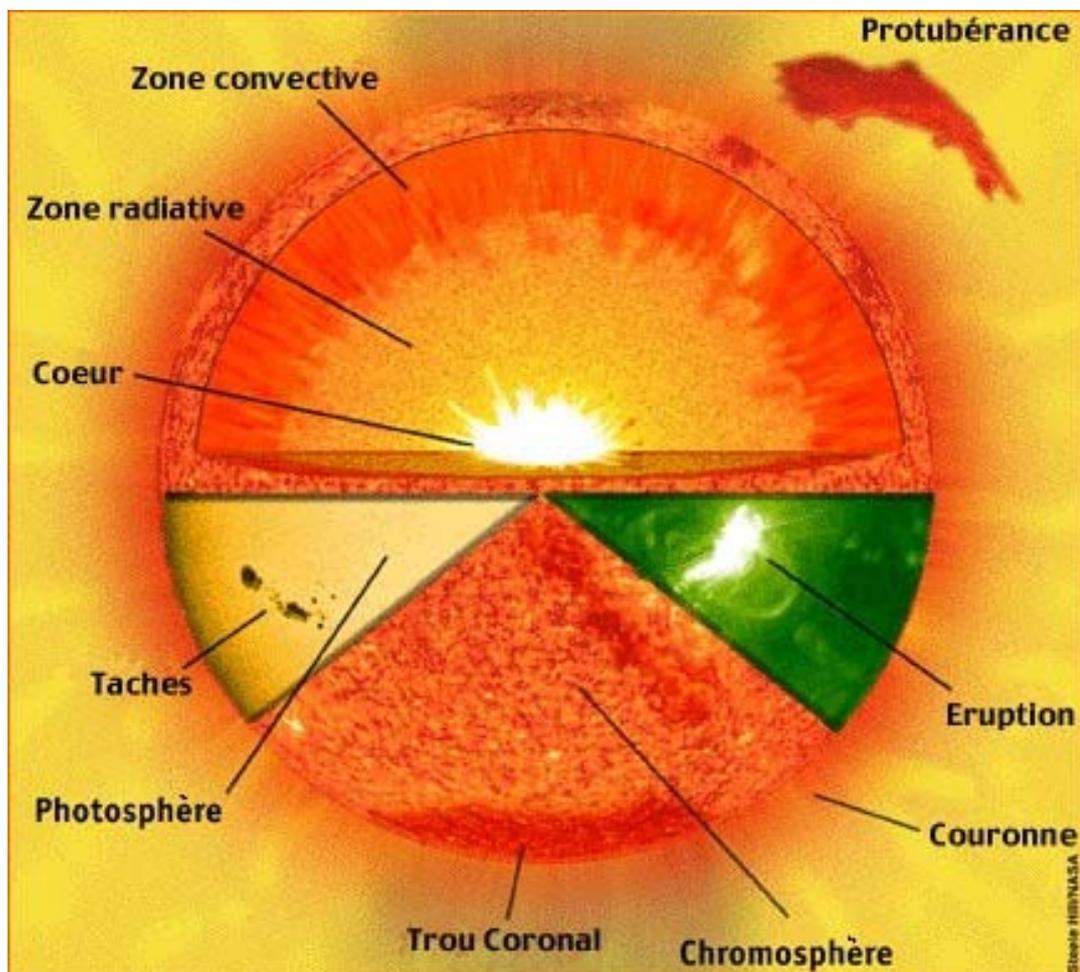


Figure I-2: Structure du Soleil en coupe (www.le-systeme-solaire.net/Soleil.html).

Activité solaire

I.1.2.1 Le cycle solaire

L'activité solaire est principalement liée à l'apparition de taches solaires sur la surface du Soleil de manière cyclique. Ces taches apparaissent sombres sur la surface solaire, car leur température est moins élevée. Elle atteint environ 4700 °K alors que celle de la photosphère est d'environ 5800 °K. L'observation de ces taches permet de constater la révolution du Soleil sur lui-même, **Figure I-3**.

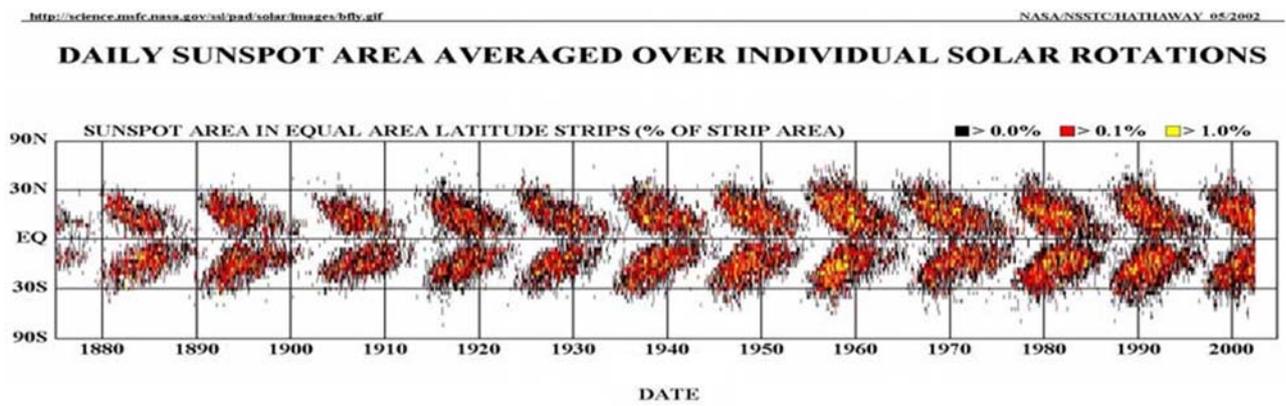


Figure I-3: La rotation différentielle du Soleil à travers le diagramme papillon.

Le tracé du nombre des taches solaires au cours du temps permet de mettre en évidence les cycles de l'activité solaire. Toutefois, ces cycles se caractérisent par l'alternance de minimas et de maximas d'activité solaire (apparition de taches solaires, intensité et complexité du champ magnétique). Les cycles solaires suivent une périodicité temporelle moyenne de 11.2ans (d'un maximum au suivant). Toutefois, la durée du cycle peut varier entre 9 et 14 ans. Certains cycles ont un nombre de taches élevé et d'autres cycles ont un nombre de taches plus faible [*Hathaway et al., 1994*], **Figure I-4**.

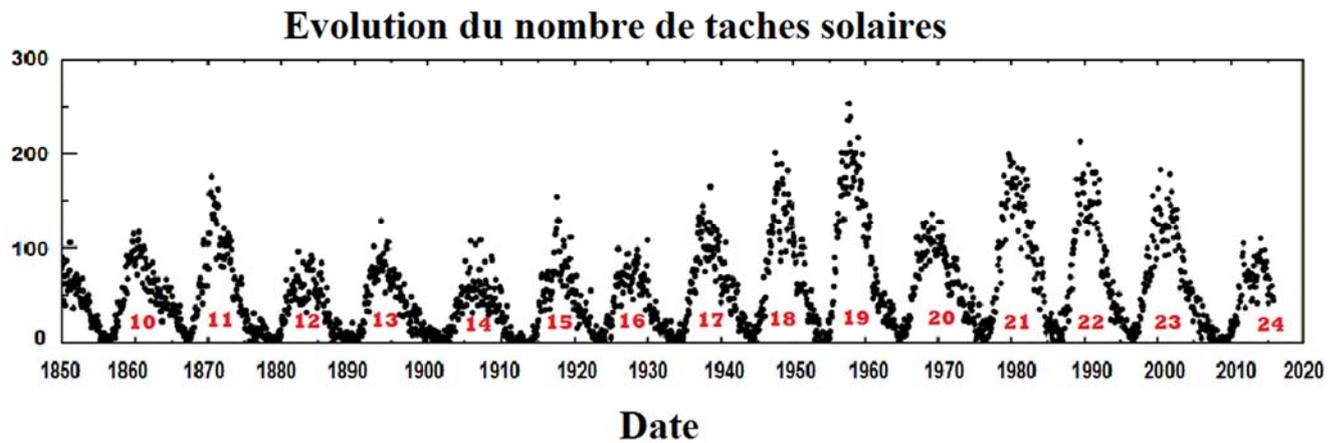


Figure I-4: Les différents cycles solaires [<http://solarscience.msfc.nasa.gov/>].

Le diagramme des cycles solaires établi par Hathaway sur la **Figure I-5** montre bien que la phase croissante du cycle actuel (24) a débuté en 2008 et a augmenté jusqu'à son maximum en 2014. Néanmoins ce cycle a contenu deux pics de maximum d'activité solaire (en 2012 et 2014), avec toutefois un déficit du nombre de taches solaires par rapport à la moyenne. C'est l'un des plus faibles cycles au cours des cent dernières années.

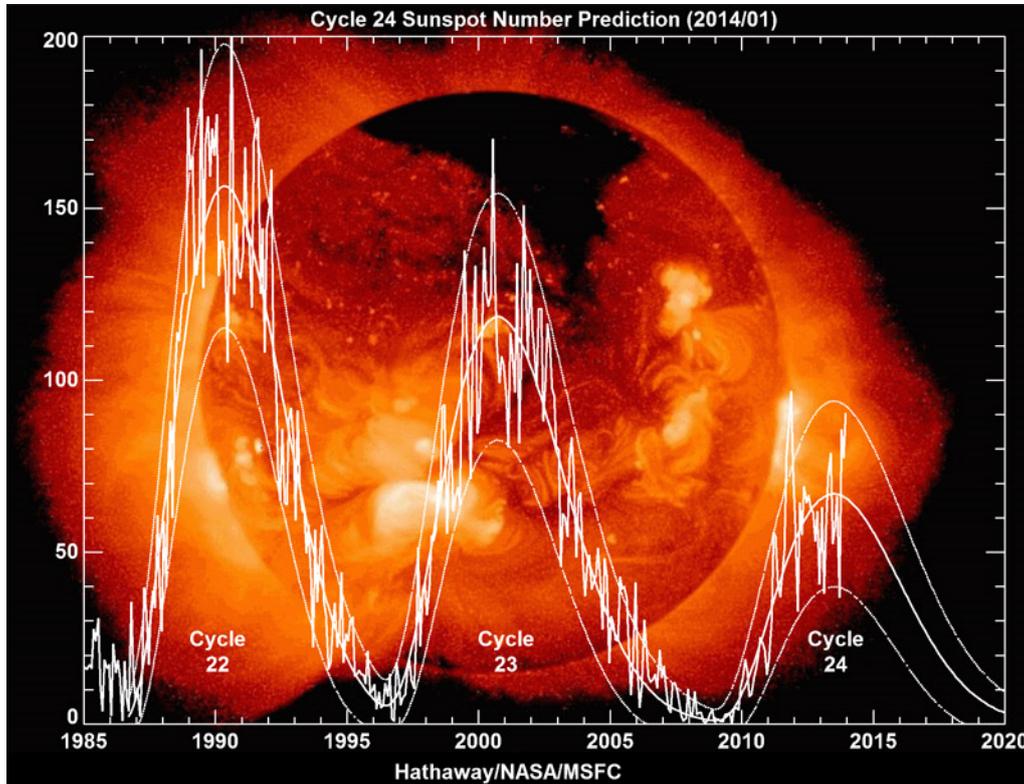


Figure I-5: Présentation des cycles solaires 22, 23 et 24

[<http://solarscience.msfc.nasa.gov/>].

I.1.2.2 Les éruptions solaires

Les éruptions solaires sont des événements primordiaux de l'activité solaire. Elles sont observées régulièrement dans la raie H_{α} ($\lambda=656.3$ nm) de l'hydrogène. Elles se produisent à la surface de la photosphère et se projettent au travers de la chromosphère en jet de matière ionisée qui se perd dans la couronne à des centaines de milliers de kilomètres d'altitude. Cependant les éruptions sont caractérisées par des mouvements de matières spectaculaires. Ces mouvements ne sont pas toujours visibles au centre du disque solaire. Par contre ils sont évidents sur le limbe⁴ où des boucles et des arches se forment et la matière y monte et y descend [Bai & Sturrok1989], **Figure I-6**. Toutefois, les éruptions solaires sont souvent suivies par des éjections de masses solaires que l'on appelle les Ejections de Masse Coronale (CMEs). Celles-ci projettent de gigantesques bulles de plasma qui se déplacent à grandes vitesses dans le milieu interplanétaire (entre 100 km/s et 2 500 km/s). Leurs fréquences varient en fonction du cycle solaire. Elles parcourent la distance Soleil-Terre en quelques jours (typiquement trois jours). Cependant, les éruptions solaires ainsi que les CMEs jouent un rôle prépondérant dans la météorologie de l'espace.

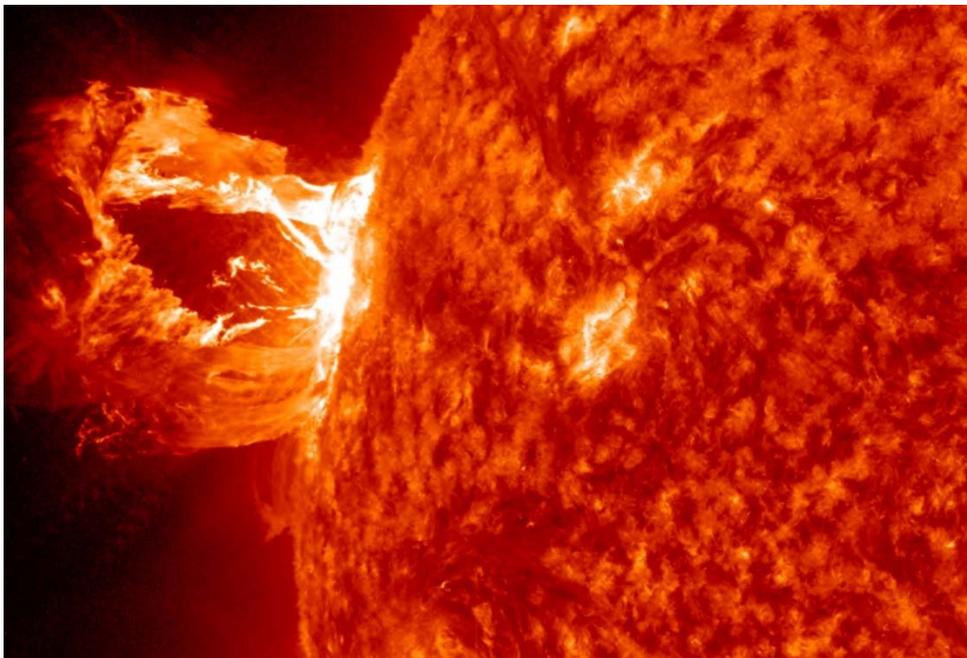


Figure I-6: L'éruption solaire de classe M1.7 du 16 Avril 2012 (Crédit : NASA/SDO).

⁴ Bord lumineux du disque solaire.

L'importance de l'éruption solaire est caractérisée par l'intensité du rayonnement X émis lors de l'éruption. Ce rayonnement est enregistré par les satellites GOES (*Geostationary Operational Environmental Satellites*)⁵ dans les longueurs d'ondes (0.5-4) et (0.1-0.8) nm. Ces satellites fournissent des données en continue et en temps réel pour les prévisions météorologiques (changements atmosphériques rapides responsables des ouragans, des tornades ainsi que la surveillance de l'activité solaire).

Cependant, toutes les informations sur l'activité solaire et l'environnement spatial de la Terre (flux radio, A index, K_p index, ...) sont répertoriées par la NOAA sous forme de rapports hebdomadaires et qui sont disponibles sur le site [<ftp://ftp.swpc.noaa.gov>]. Ces rapports contiennent notamment des informations sur les éruptions solaires : La date, le temps (début, max et fin), la classe, la position de l'éruption sur le disque solaire, ainsi que le nom de la région active donnant naissance à l'éruption solaire. Sur le **Tableau I-1** nous montrons un exemple du rapport de NOAA qui liste les éruptions solaires produites lors de la journée du 16 Avril 2012.

Flare List

Date	Time			X-ray Class	Optical		Rgn #
	Begin	Max	End		Imp/ Brtns	Location Lat CMD	
16 Apr	0024	0046	0108	C1.8			
16 Apr	1435	1441	1445	B4.9			
16 Apr	1521	1522	1526		SF	S17E62	1459
16 Apr	1724	1745	1800	M1.7			1461
16 Apr	2034	2034	2041		SF	N08W61	1455

Tableau I-1: Le rapport de NOAA sur les éruptions solaires enregistrées le 16 Avril 2012.

Les éruptions solaires sont classées selon l'intensité maximum du flux solaire de rayonnement X. Sur le **Tableau I-2** nous présentons les différentes classes d'éruptions,

⁵ Satellites environnementaux géostationnaires développés par la NASA pour le compte de la NOAA (Administration nationale des océans et de l'atmosphère) afin d'observer les changements rapides dans l'atmosphère d'origines terrestres ou autres. Ils sont situés à 35800 km d'altitude au-dessus de l'équateur.

nommées A, B, C, M et X et qui sont enregistrées par les satellites GOES dans la longueur d'onde (0.1-0.8) nm. Où chaque classe correspond à une éruption solaire d'une intensité dix fois plus importante que la précédente (avec un facteur de 10). Ainsi, au sein d'une même classe, les éruptions solaires sont classées de 1 à 10 selon une échelle linéaire. Par exemple la classe M1 est subdivisée de M1.0 à M1.9.

Flux solaire (W/m ²)	Classe	Flux solaire (W/m ²)
	A	$< 10^{-7}$
$10^{-7} \leq$	B	$< 10^{-6}$
$10^{-6} \leq$	C	$< 10^{-5}$
$10^{-5} \leq$	M	$< 10^{-4}$
	X	$\geq 10^{-4}$

Tableau I-2: La classification des éruptions solaires (GOES : 0.1-0.8 nm).

Nous montrons sur la **Figure I-7**, un exemple d'enregistrement du flux de rayonnement X par GOES sur une période d'une semaine qui est prélevé sur le rapport hebdomadaire de la NOAA. Où les maximums des trois éruptions solaires qui ont eu lieu le 16 avril 2012 apparaissent comme des pics.

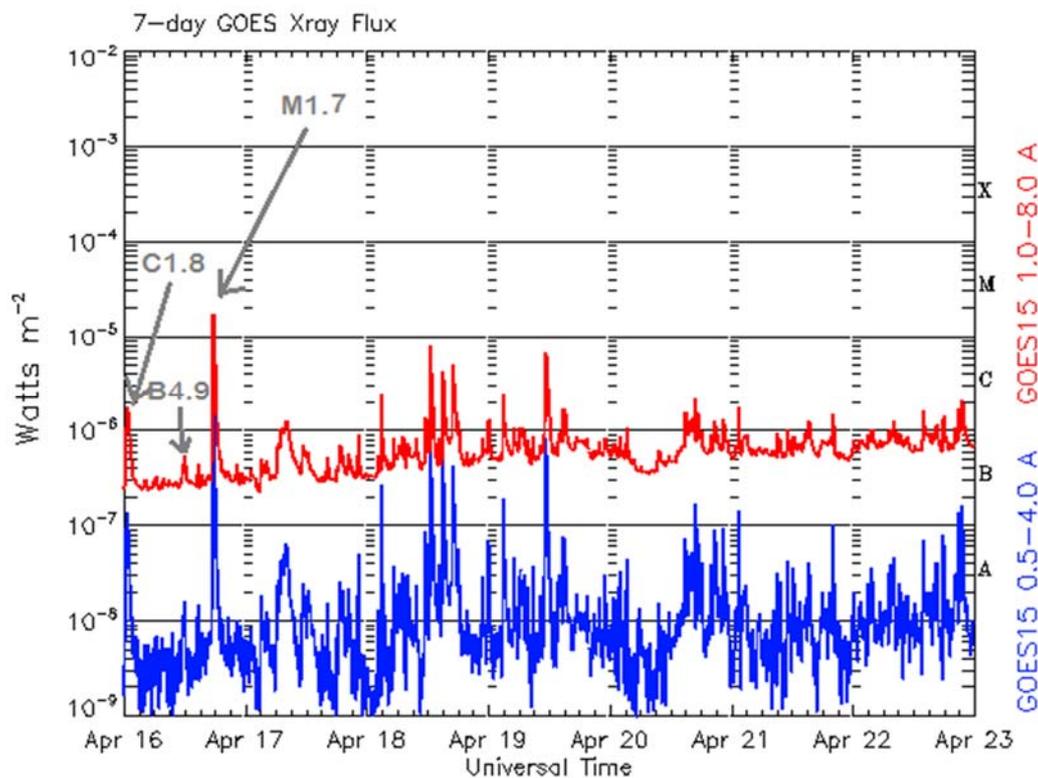


Figure I-7: Un exemple d'enregistrement du flux solaire de rayon X par les satellites GOES [<ftp://ftp.swpc.noaa.gov>].

I.2 L'atmosphère terrestre

Introduction

Notre planète « la Terre », est dotée d'une atmosphère neutre qui varie en fonction de l'altitude. Elle se compose de plusieurs couches, à savoir la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'exosphère. La **Figure I-8** montre les différentes couches de l'atmosphère en fonction de l'altitude.

La troposphère est la partie de l'atmosphère, où se développent les activités nuageuses, s'étendant jusqu'à une hauteur d'environ 10-12 km. Aux altitudes entre 12 et 50 km nous trouvons la stratosphère, laquelle contient la fameuse couche d'ozone à une hauteur d'environ 20 km. Entre 50 et 80 km s'étend la mésosphère. La thermosphère s'étale de 80 à 800 km. Et enfin l'exosphère qui commence à partir de 800 km [*Ratcliffe, 1960; Yeh & Liu, 1972*]. Il est bien connu que l'atmosphère terrestre est un gaz relativement dense au niveau du sol. La densité atmosphérique diminue très rapidement quand l'altitude augmente. A mesure que l'on s'élève en altitude ce gaz se raréfie.

En revanche, il existe une partie de la haute atmosphère de la Terre qui contient un gaz ionisé, appelé plasma, c'est l'ionosphère. Elle s'étend de 60 km à environ 1000 km d'altitude au-dessus de la surface de la Terre. On distingue en général l'ionosphère à basse et moyenne latitudes de l'ionosphère de haute latitude (aurorale et polaire) moins bien connue [*Hunsucker, 2003; Kelly, 2009*]. La description courante et qui est présentée dans ce travail s'adapte mieux à l'ionosphère de basses et moyennes latitudes.

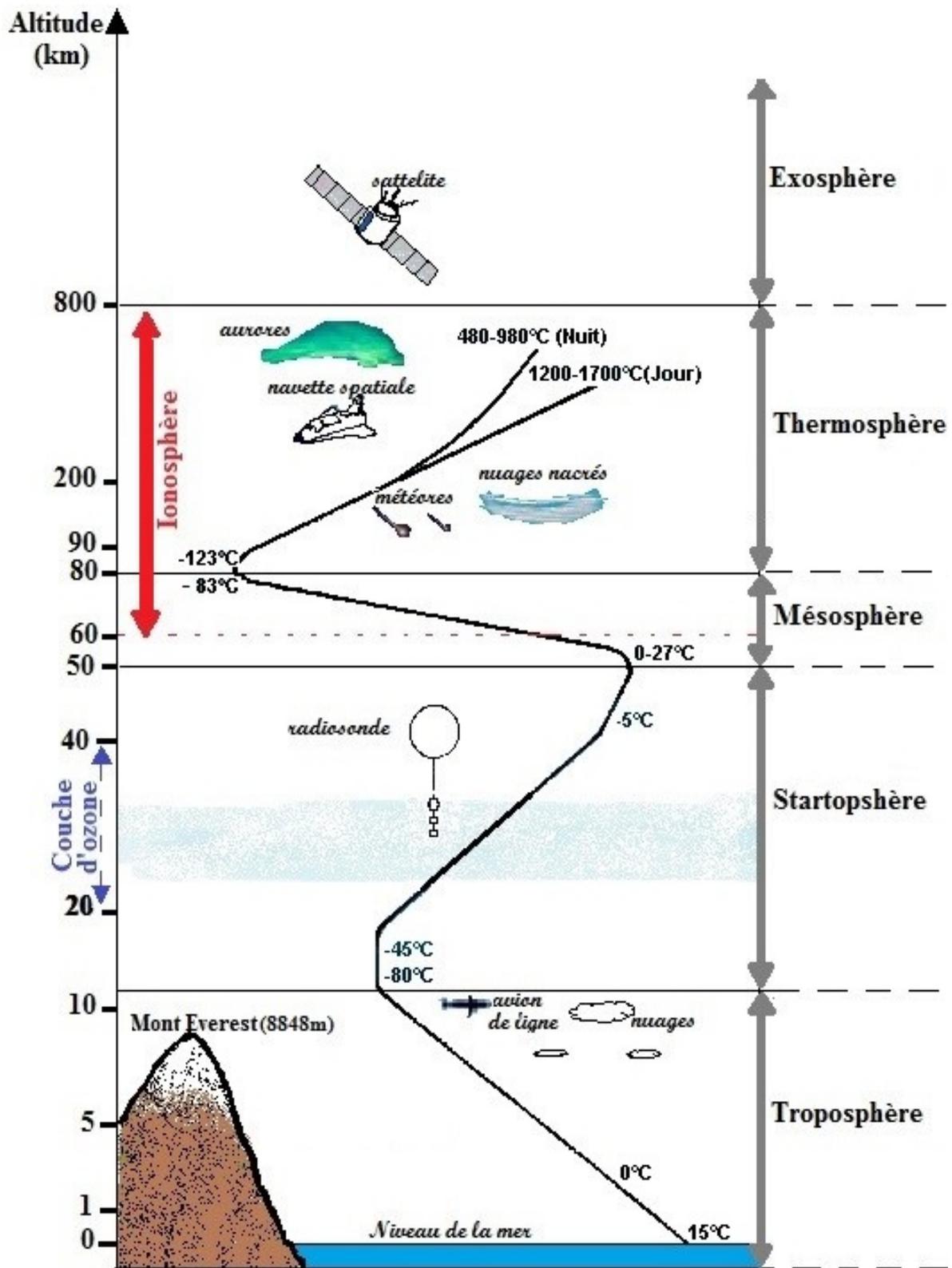


Figure I-8: La stratification horizontale de l'atmosphère terrestre.

Historique de l'ionosphère

Nous présentons ci-dessous les événements chronologiques relatifs à la découverte de l'ionosphère :

- Dès 1882, Balfour Stewart [**Stewart, 1882**] prévoyait l'existence d'une couche conductrice dans la haute atmosphère pour expliquer la variation diurne du champ magnétique terrestre observé au sol.
- 1901, Guglielmo Marconi établit une liaison radio entre l'Europe et l'Amérique.
- 1902, Arthur Kennelly en Amérique et Oliver Heaviside en Angleterre, reprennent l'idée de Stewart (vingt ans après) afin d'interpréter la première liaison hertzienne transatlantique effectuée par Marconi. Effectivement, ils ont expliqué comment les signaux radiotélégraphiques émis par Marconi ont pu contourner la rotondité de la Terre. En imaginant l'existence de couches réfléchissantes à haute altitude, appelées les « *couches de Kennelly-Heaviside* », qui permettent la transmission des ondes radioélectriques sur de grandes distances.
- 1925, Le physicien anglais Edward Appleton [**Appleton & Barnett, 1925**] met en évidence la présence des couches imaginées par Heaviside et Kennelly qui prennent le nom de « *couche d'Appleton* ». Il étudie cependant le temps de propagation d'impulsions radio émises verticalement afin de déduire l'altitude des couches électriquement réfléchissantes.
- 1929, Le mot « *ionosphère* », proposé par Robert Watson-Watt [**Watt, 1929**], remplace celui de « *couches d'Appleton* ».
- 1931, Edward Appleton et Douglas Hartree développèrent la théorie de la propagation des ondes radioélectriques dans un milieu ionisé (plasma) confirmant ainsi l'interprétation de Kennelly et Heaviside.
- 1931, Sydney Chapman [**Chapman, 1931**] élabore une théorie de la formation de l'ionosphère par l'action du rayonnement solaire (UV, EUV et X).
- 1999, IRI (*International Reference Ionosphere*) [**Bilitza, 2001 ; Bilitza and Reinisch, 2008**] est devenu un modèle standard international de l'ionosphère

terrestre. Ce modèle était introduit par l'URSI (Union radio-scientifique internationale) en accord avec COSPAR (Committee on Space Research).

Formation de l'ionosphère

I.2.3.1 Définition

L'ionosphère est donc un gaz ionisé (plasma) constitué d'électrons et d'ions. Il existe un couplage important entre ces différents constituants par le biais des réactions chimiques et de collisions élastiques et non élastiques. La principale source de l'ionisation est le rayonnement solaire : UV, EUV et X. Ces rayons sont capables d'ioniser la haute atmosphère lorsque leurs énergies sont supérieures au seuil d'ionisation de la molécule. Où ils font échapper les électrons des constituants du gaz atmosphérique, c'est le processus d'ionisation [*Ratcliffe, 1960*]. Par ce processus sont obtenus un électron libre et un ion positif (molécule ou atome). Simultanément, au processus d'ionisation, ces électrons libres sont capturés par les ions positifs (la recombinaison). Ou bien ces électrons s'attachent à des molécules neutres (l'attachement).

L'ionosphère est caractérisée par le taux d'ionisation qui représente le nombre d'électrons libres par unité de volume ou la densité électronique $N_e(\text{m}^{-3})$. La compétition entre les différents processus de production (ionisation, détachement) et la perte (recombinaison, attachement) détermine la densité globale en électrons de l'ionosphère. Cette dernière varie cependant en altitude, dans le temps (jour et nuit) et en fonction de l'activité solaire (cycle de 11 ans, éruptions solaires, ...), **Figure I-9**.

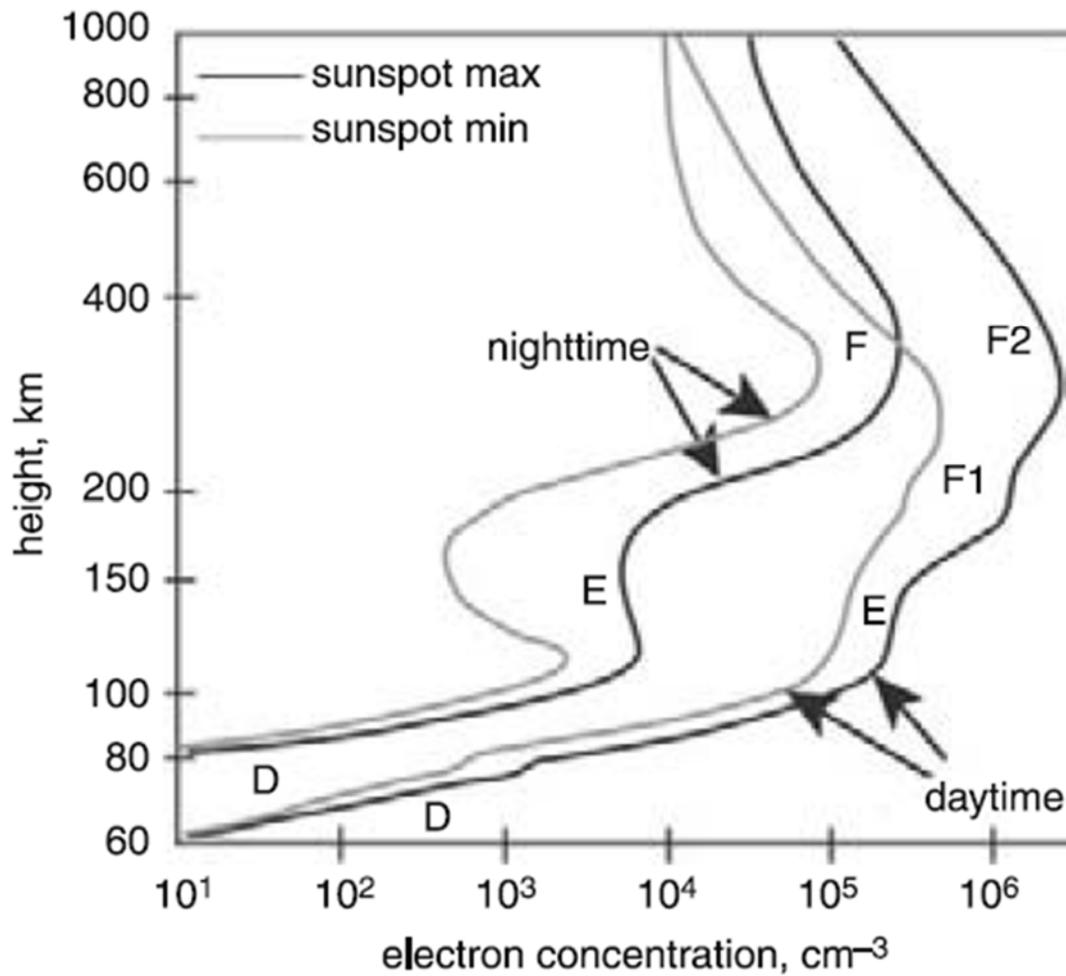


Figure I-9: La distribution de la concentration électronique de l'ionosphère [Barclay, 2003].

Bien que ce soit les ions qui ont donné leur nom à cette région, ce sont principalement les électrons qui affectent la propagation des ondes radio. Le nombre d'électrons commence à croître à environ 30 km d'altitude, mais leur densité n'est pas suffisante pour affecter les ondes radio jusqu'à environ 60 km. L'ionisation est maintenue durant la nuit (en l'absence de rayonnement solaire) grâce aux rayons cosmiques suffisamment énergétiques dont la rencontre avec un élément neutre peut ioniser celui-ci.

I.2.3.2 La théorie de Chapman

En 1931, Chapman développa une théorie élémentaire qui permet de comprendre le mécanisme de la formation des couches ionisées dans l'atmosphère et notamment leurs variations le long de la journée. Ce mécanisme dépend de la pénétration du rayonnement solaire (l'épaisseur optique) et de son absorption par les espèces atmosphériques à différentes altitudes causant leurs ionisations. L'intérêt de cette théorie est de développer un modèle qui décrit la variation de la densité en fonction de la hauteur et de l'angle solaire zénithal. Cette théorie assume que :

- a. L'atmosphère est plane⁶ et stratifiée horizontalement.
- b. Les rayons solaires ionisant sont monochromatiques et parallèles.
- c. L'atmosphère est isotherme (à la température T).
- d. L'atmosphère est composée d'une seule espèce de concentration n ,
- e. L'absorption est proportionnelle à la profondeur de pénétration.

D'après les considérations de Chapman, la puissance du rayonnement solaire incident est donnée par :

$$\frac{dI}{I} = -\sigma n(z) \sec\chi dz = -d\tau \quad (\text{I. 1})$$

Où :

- I (en photons $\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) est l'intensité lumineuse arrivant sur l'atmosphère.
- z est l'altitude.
- σ est la section efficace d'absorption par l'espèce.
- τ est l'épaisseur optique spécifiant l'atténuation du rayonnement solaire incident dans l'atmosphère.
- χ est l'angle solaire zénithal. Il représente l'angle entre la direction du Soleil et la verticale : le zénith. Il est variable avec l'heure de la journée et la latitude du lieu. Il varie entre -90° (au lever du Soleil) et $+90^\circ$ (au coucher du Soleil). Par convenance, la valeur de χ est précédée du signe (-) entre le lever du Soleil et le

⁶ La courbure de la Terre est négligée.

zénith local et du signe (+) entre le zénith local et le coucher du Soleil comme montré sur la **Figure I-10**. On estime que $\sec \chi \approx 1/\cos \chi$. Cette condition est valable pour de basses et moyennes latitudes $< 60^\circ$.

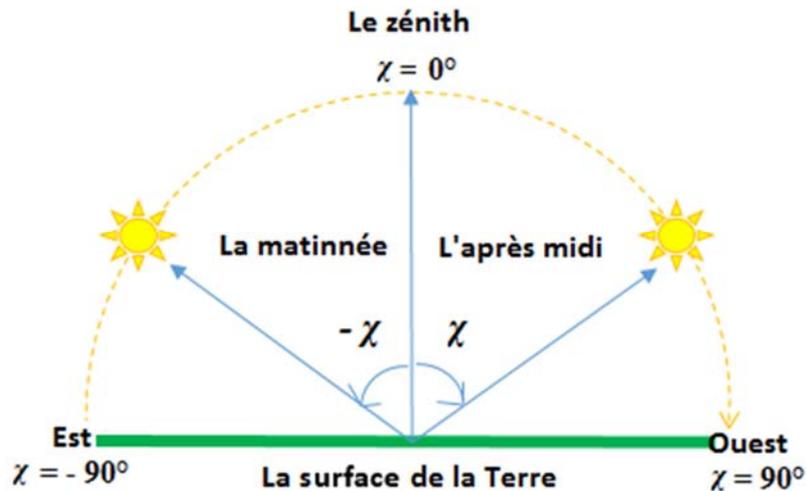


Figure I-10: L'évolution diurne de l'angle solaire zénithal.

- $n(z)$ est la densité des gaz neutres à l'altitude z , donnée par :

$$n(z) = n_0 e^{-z/H} \quad (\text{I. 2})$$

Où n_0 est le nombre de molécule par cm^3 au sol donné par :

$$n_0 = P_0 M/R T_0 = 2.687 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

R est la constante du gaz parfait, M la masse molaire de l'air (dans l'atmosphère $M=28,966 \text{ g/mol}$), P_0 et T_0 sont respectivement la pression et la température au sol (dans les conditions normales de température et de pression).

H est l'échelle de hauteur est constante.

L'intégrale de l'équation (I. 1) donne cependant :

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\sigma \sec \chi \int_{z_0}^z n(z) dz \quad (\text{I. 3})$$

D'autres part, en utilisant la propriété que :

$$\int_{z_0}^z n(z) dz = \Delta z n(z) = H n(z) \quad (\text{I. 4})$$

Nous obtenons :

$$I(z) = I_0 e^{-\sigma n(z) H \sec \chi} \quad (\text{I. 5})$$

D'autre part, l'intégrale de l'équation (I. 1) est décrite par la loi d'absorption de Lambert-Beer [Barclay, 2003 ; Budden, 1988 ; Rees, 1989 ; Yonezawa 1966 ; Ratcliffe, 1960]. Cette absorption dépend à la fois de la matière traversée ainsi que de la longueur d'onde du rayonnement. L'intensité de ce rayonnement subit alors une diminution exponentielle de la distance parcourue en profondeur. Elle se présente cependant sous forme d'une relation empirique reliant l'atténuation du rayonnement à l'épaisseur traversée, telle que :

$$I(z) = I_0 e^{-\tau} \quad (\text{I. 6})$$

où I_0 est l'intensité du rayonnement lumineux incident sur l'atmosphère en ($\text{j m}^{-2} \text{s}^{-1}$).

En comparant les équations (I. 5) et (I. 6), nous obtenons l'expression de la profondeur optique :

$$\tau = n(z) H \sigma \sec \chi \quad (\text{I.7})$$

En fait ce n'est pas la valeur de l'épaisseur optique qui est intéressante à connaître et à calculer mais l'altitude à laquelle elle est située, c'est à dire là où l'intensité du rayonnement ionisant est réduite d'un facteur $1/e$ ($e=2,718$) par rapport à sa valeur au zénith ($\chi=0^\circ$). Cette altitude z_0 est approximativement celle où le rayonnement subit sa plus forte absorption lorsque $\tau=1$. Cette condition est souvent utilisée pour indiquer la profondeur de pénétration du rayonnement ionisant. De ce fait, nous obtenons la profondeur optique unité :

$$\tau = n(z) H \sigma \sec \chi = 1 \quad (\text{I. 8})$$

La formule de Chapman donne le taux de production de l'ionisation q en fonction de l'altitude z . Ce taux de production est défini par le nombre d'électrons (ou d'ions) créés par unité de volume et de temps (production de pair : e-ion). Il est proportionnel d'une part à l'intensité du rayonnement solaire $I(z)$, et d'autre part à la concentration en particules neutres susceptibles d'absorber ce rayonnement $n(z)$. Cependant la fonction de production de Chapman est donnée par :

$$q(z) = \eta \sigma n(z) I(z) \quad (\text{I. 9})$$

Où η est l'efficacité d'ionisation [Barclay, 2003]. Elle correspond au nombre de production de pair pour chaque énergie, telle que $\eta = p/w$. Avec $P(e^- \text{-ion})=1$ et $w= 35$ eV.

En remplaçant les équations (I. 5) et (I. 7) dans l'équation (I. 9), nous obtenons le taux de production de l'ionisation dépendant de l'angle zénithal du Soleil, tel que :

$$q(\chi, z) = \frac{I_0 \eta \tau}{H \sec \chi} e^{-\tau} = I_0 \eta \sigma n(z) e^{-\sigma H n(z) \sec \chi} \quad (\text{I. 10})$$

Le taux maximal de production de paires (q_m) à la hauteur z_m est obtenu quand $\tau=1$ tel que $\frac{dq}{dz}|_{q_m} = 0$. Nous obtenons alors :

$$q_m(\chi, z_m) = \frac{I_0 \eta}{e H \sec \chi} = q_0 \cos \chi \quad (\text{I. 11})$$

Lorsque le Soleil se couche, χ s'approche de 90° et l'ionisation disparaît. En réalité, l'ionosphère peut persister la nuit dans la haute atmosphère ($z > 140$ km). Ceci est dû à l'ionisation résiduelle du rayonnement cosmique. Lorsque le Soleil se trouve au zénith ($\chi = 0^\circ$), le taux de production maximum q_0 à la hauteur z_0 devient alors :

$$q_0(0, z_0) = \frac{I_0 \eta}{e H} \quad (\text{I. 12})$$

Donc à $z = z_0$, l'épaisseur optique unité de l'équation (I. 7) devient :

$$\tau(z_0) = H \sigma n(z_0) = 1 \quad (\text{I. 13})$$

Ainsi, la densité de l'air de l'équation (I. 2) devient :

$$n(z_0) = n_0 e^{-z_0/H} \quad (\text{I. 14})$$

D'après les équations (I. 13) et (I. 14), nous obtenons :

$$n_0 e^{-z_0/H} = \frac{1}{\sigma H} \quad (\text{I. 15})$$

En introduisant le paramètre normalisé z' qui représente la hauteur réduite, tel que $z' = \frac{z-z_0}{H}$, l'équation (I.2) devient alors :

$$n(z) = n_0 e^{-z_0/H} e^{-z'} \quad (\text{I. 16})$$

En combinant l'équation (I. 15) et (I. 16) et en remplaçant dans l'équation (I. 10), nous obtenons la fonction de production de Chapman normalisée qui est usuellement écrite sous la forme suivante :

$$q(\chi, z') = q_0 \exp(1 - z' - \sec \chi e^{-z'}) \quad (\text{I. 17})$$

Cette fonction de production de Chapman est représentée sur la **Figure I-11**. Elle présente un maximum du taux de production proportionnel à la fois à l'intensité du rayonnement ionisant et également à la densité de l'élément ionisé. Toutefois, ce maximum de production croit lorsque χ diminue, tandis que le taux de production maximum décroît lorsque χ augmente.

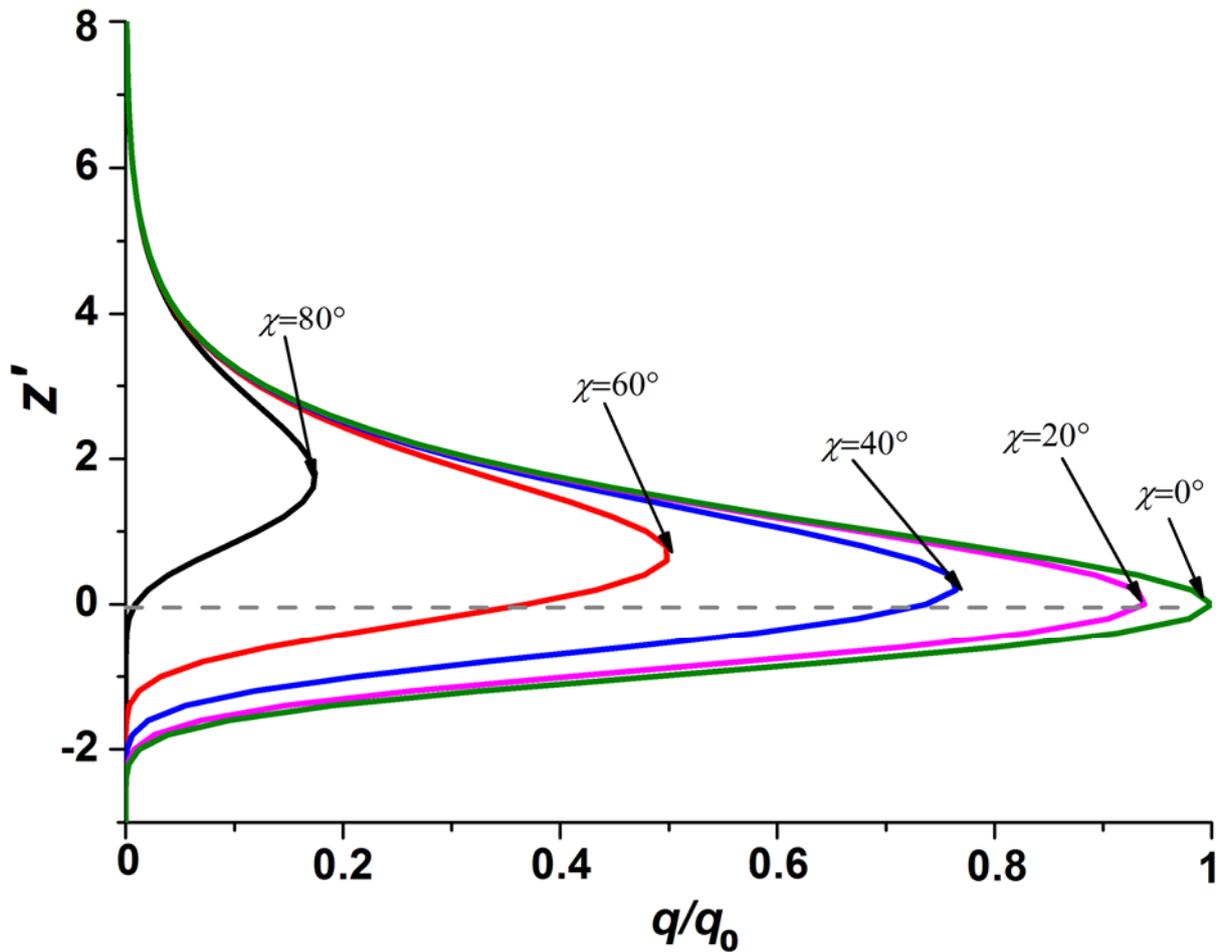


Figure I-11: Le taux de production normalisé (q/q_0) en fonction de l'altitude normalisée pour différentes valeurs de χ .

Structure de l'ionosphère

Depuis la découverte de l'ionosphère, plusieurs recherches étaient entreprises afin d'établir la structure de l'ionosphère. En effet, cette dernière ne constitue pas un milieu homogène. Elle se décompose en trois régions stratifiées horizontalement [Yeh & Liu, 1972 ; Budden, 1988], appelées couches ionosphériques, que l'on désigne par les lettres D, E et F situées par ordre croissant d'altitude par rapport au sol, **Figure I-12**. C'est à Appleton (prix de Nobel en 1947) que l'on doit aujourd'hui cette nomenclature. Pendant le jour, les couches D, E, F1 et F2 apparaissent sous l'action du rayonnement solaire. En revanche, pendant la nuit, la couche D disparaît, la couche E demeure et les couches F1

et F2 se fusionnent en une seule couche F. Chacune des couches est caractérisée par sa concentration électronique en fonction de l'altitude.

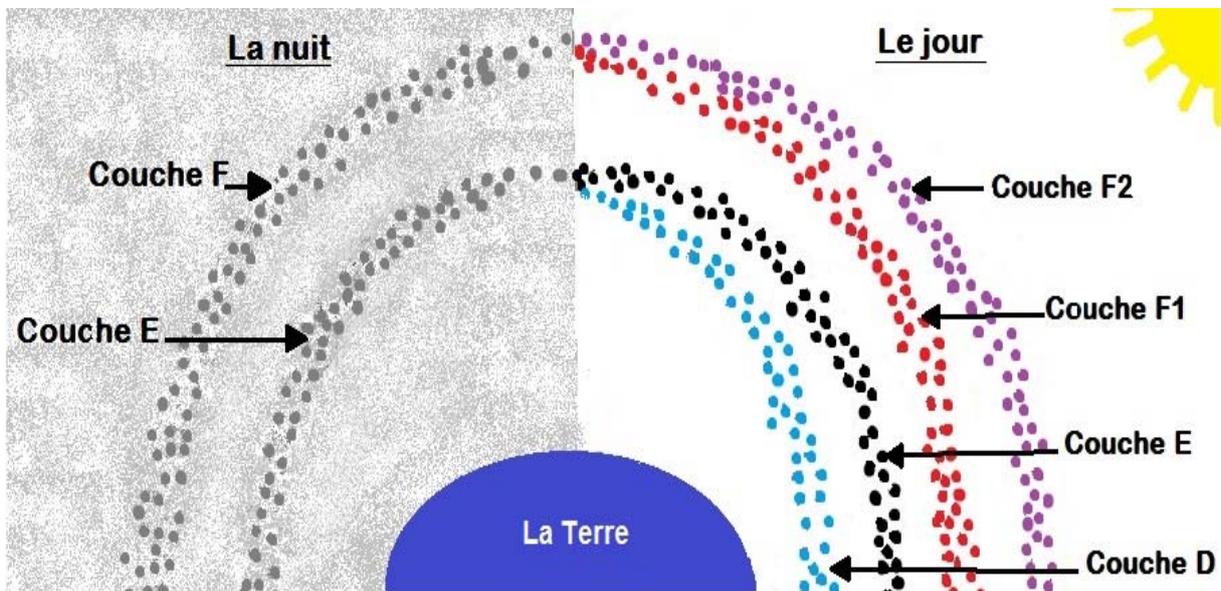


Figure I-12: Topologie des différentes couches ionosphériques au cours d'une journée.

Ci-dessous, nous décrivons brièvement ces différentes couches :

I.2.4.1 La couche D

C'est la plus basse couche de l'ionosphère. Située à des altitudes comprises entre 60 et 90 km. Sa pression est de 2 Pa, la température moyenne est de $-76\text{ }^{\circ}\text{C}$ avec une densité électronique de l'ordre de 10^4 e/cm^3 le jour. L'ionisation de la couche D est assurée par les rayonnements X et UV et EUV (principalement la série Lyman α^7), provenant du Soleil pendant le jour. Cependant, du fait que la densité des neutres est élevée à ces altitudes, les processus de pertes compensent le terme de production et un équilibre est alors établi. Après le coucher du Soleil, la concentration en électrons libres chute rapidement et la couche D disparaît. Toutefois, le rayonnement cosmique galactique maintient une ionisation résiduelle durant la nuit. Cette couche est caractérisée par une

⁷ Raie de l'hydrogène atomique à $\lambda=121.5\text{ nm}$.

importante variation d'altitude entre le jour et la nuit, durant laquelle elle se confond avec la couche supérieure E.

I.2.4.2 La couche E

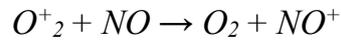
Ou couche de Kennely-Heaviside. Elle est comprise entre 90 km et 120 km d'altitude. Sa pression est 0,01 Pa, sa température moyenne est de -50 °C et sa densité électronique est 10^5 e/cm³ le jour. Son ionisation est due aux rayons UV. Du fait que les électrons et les ions se recombinent assez rapidement, le niveau d'ionisation chute rapidement après le coucher du Soleil bien qu'une petite quantité d'ionisation résiduelle persiste la nuit. La couche E est constituée d'oxygène et de monoxyde d'azote moléculaires ionisés (O^+_2 et NO^+) ainsi que d'ions météoritiques.

Des variations plus irrégulières peuvent être présentes à l'intérieur de cette région et prennent le nom de couches Es (E sporadiques). Elles se présentent sous forme de nuages fortement ionisés de tailles et de densités très variables. Les événements E-Sporadiques apparaissent parfois pendant quelques minutes à plusieurs heures en moyennes latitudes avec des occurrences principales pendant l'été et des occurrences mineures pendant l'hiver. Il y a des causes multiples de sporadiques-E qui sont toujours en train d'être poursuivies par des chercheurs.

I.2.4.3 La couche F

Connue sous le nom de couche d'Appleton. Elle s'étale de 120 km à 400 km d'altitude et plus. Sa pression est 10^{-4} Pa, sa température est de 1 000 °C avec une densité électronique de 10^6 e/cm³. Elle est fortement corrélée à l'activité solaire où elle présente un niveau d'ionisation très important pendant les maxima du cycle solaire. Son altitude varie considérablement en fonction du moment de la journée, de la saison et de l'activité du Soleil. Toutefois, les chiffres avancés varient considérablement et ne doivent être considérés que comme des approximations. Durant le jour, cette couche se scinde en deux sous-couches, appelées F1 et F2. La couche F1, située entre 120 et 210 km d'altitude, présente une ionisation diurne liée à la position du Soleil. Dans cette sous-

région, la concentration des ions positifs augmente et abouti à un pic de concentration de l'ion NO^+ vers 160 km d'altitude à cause de la réaction d'échange de charge et les collisions entre ions et neutres selon la réaction chimique :



Cependant, la couche F2 est la plus externe et la plus ionisée de l'ionosphère. Elle s'étend de 210 à 400 km d'altitude et peut atteindre les 1000 km. La densité des électrons est croissante jusqu'à une certaine altitude appelée hauteur du maximum d'ionisation située vers 300 km le jour et 450 km la nuit. Au-delà de cette limite, la densité décroît d'une façon régulière. La variation diurne du maximum de densité est plus irrégulière que pour les autres régions du fait des interactions avec le milieu extérieur (la magnétosphère). La nuit, ces deux sous-couches F1 et F2 se recombinent en une seule couche. Mais il arrive qu'elles persistent toute la nuit lors des maximas d'activité solaire.

Chapitre II

■ Propagation radio et technique VLF

II.1 Propagation des ondes radio

Le spectre radiofréquence

Le spectre électromagnétique (EM) radio, appelé communément le spectre radiofréquence, est une partie du spectre (EM) qui représente la répartition des ondes électromagnétiques (OEM) en fonction de la longueur d'onde, la fréquence ou bien l'énergie selon le rayonnement émis (Rayon γ , rayon X, UV, visible, IR, radio). Il est découpé conventionnellement en plusieurs gammes de radiofréquences dont les appellations internationales sont normalisées par l'UIT⁸ [Barclay, 2003]. La **Figure I-1** montre le spectre radiofréquence désignant les ondes radio classées en fonction de la fréquence exprimée en Hz. Ce spectre s'étend de 3 Hz à 300 GHz. L'application de ce spectre est primordiale dans plusieurs secteurs, tels que le domaine aéronautique, maritime, militaire, la télécommunication, la recherche scientifique, le service amateurs, etc.

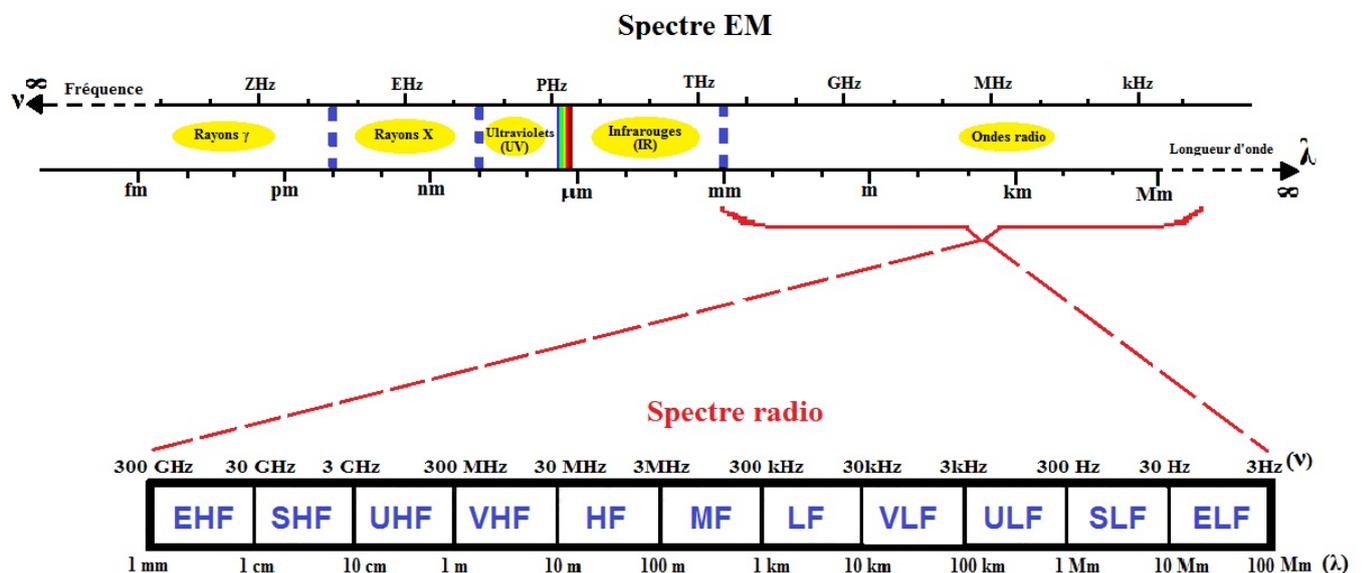


Figure II-1: Le spectre de radiofréquence.

⁸ Union internationale des télécommunications

Dans le **Tableau II-1**, sont représentées respectivement : la fréquence radio, les différentes bandes radio normalisées, Les appellations francophones équivalentes ainsi que les longueurs d'ondes correspondantes.

Fréquence	Bande radiofréquence normalisée	Désignation francophone Et autres appellations	Longueur d'onde
3 Hz	ELF (<i>Extremely Low Frequency</i>)	EBF (Extrêmement Basse Fréquence)	100 000 km
30 Hz	SLF (<i>Super Low Frequency</i>)	SBF (Super Basse Fréquence)	10 000 km
300 Hz	ULF (<i>Ultra Low Frequency</i>)	UBF (Ultra Basse Fréquence)	1 000 km
3kHz	VLF (<i>Very Low Frequency</i>)	TBF (Très Basse Fréquence) ondes myriamétriques	100 km
30 kHz	LF (<i>Low Frequency</i>)	BF (Basse Fréquence) grandes ondes (GO) ou ondes longues (OL), ondes kilométriques	10 km
300 kHz	MF (<i>Medium Frequency</i>)	MF (Moyenne Fréquence) petites ondes (PO), ondes moyennes (OM), ondes hectométriques	1 km
3 MHz	HF (<i>High Frequency</i>)	HF (Haute Fréquence) ondes courtes (OC), ondes décamétriques	100 m
30 MHz	VHF (<i>Very High Frequency</i>)	THF (Très Haute Fréquence) ondes ultra-courtes, ondes métriques	10 m
300 MHz	UHF (<i>Ultra High Frequency</i>)	UHF (Ultra Haute Fréquence) ondes décimétriques	1 m
3 GHz	SHF (<i>Super High Frequency</i>)	SHF (Super Haute Fréquence) ondes centimétriques	10 cm
30 GHz	EHF (<i>Extremely High Frequency</i>)	EHF (Extrêmement Haute Fréquence) ondes millimétriques	1 cm
300 GHz			1 mm

Tableau II-1: Répartition approximative des différentes gammes du spectre radiofréquence.

■ Principe de propagation des ondes radio

Les ondes radio se propagent dans l'atmosphère terrestre à la vitesse de la lumière C . Elles sont atténuées ou déviées par les obstacles selon leur longueur d'onde, la nature de l'objet, sa forme et sa dimension. En effet, plus la fréquence est faible, plus la distance de propagation est élevée et l'onde passe outre des obstacles. Toutefois, la propagation radio dépend fortement du milieu de propagation (sol et l'ionosphère). En effet, le guide d'onde est caractérisé par les trois paramètres électriques : la permittivité ϵ (la constante diélectrique), la perméabilité μ et la conductivité σ qui changent de valeurs entre la paroi inférieure (sol) et la paroi supérieure (l'ionosphère).

Le sol, qu'il soit de la Terre ou de l'eau, peut être assimilé à un semi-conducteur dont les caractéristiques dépendent de sa nature, de son taux d'humidité et de sa température. Toutefois, la nature du sol joue un rôle important sur l'atténuation de l'onde de sol. Effectivement, sur un sol salé (mer), il y a très peu d'atténuation et la portée est nettement accrue. Par contre, sur un sol très sec la portée est plus réduite. Pour la gamme du VLF par exemple, l'onde effectue une pénétration importante dans la mer (quelques dizaines de mètres) notamment avec les communications submaritimes.

Par contre pour l'ionosphère, la propagation dépend de la densité électronique des couches ionosphériques (D, E et F), qui varie avec l'heure de la journée, l'alternance jour/nuit, les saisons ainsi que l'activité solaire. Cette variation exerce notamment une influence sur la propagation des ondes radio grâce à l'interaction des électrons libres et l'onde en modifiant ses caractéristiques. Cependant, l'onde radio incidente sur l'ionosphère peut être absorbée, réfractée ou encore réfléchie selon la fréquence du signal, l'angle d'incidence ainsi que le taux d'ionisation.

■ Les modes de propagation

Les ondes radio émises d'une part par une antenne émettrice et reçue d'autre part par une antenne réceptrice se propagent selon plusieurs modes. Où chaque mode correspond

à un trajet de propagation qui est lié à la fréquence de l'onde radio (longueur d'onde) [Budden, 1988]. Ces différents trajets sont schématisés sur la **Figure II-2**.

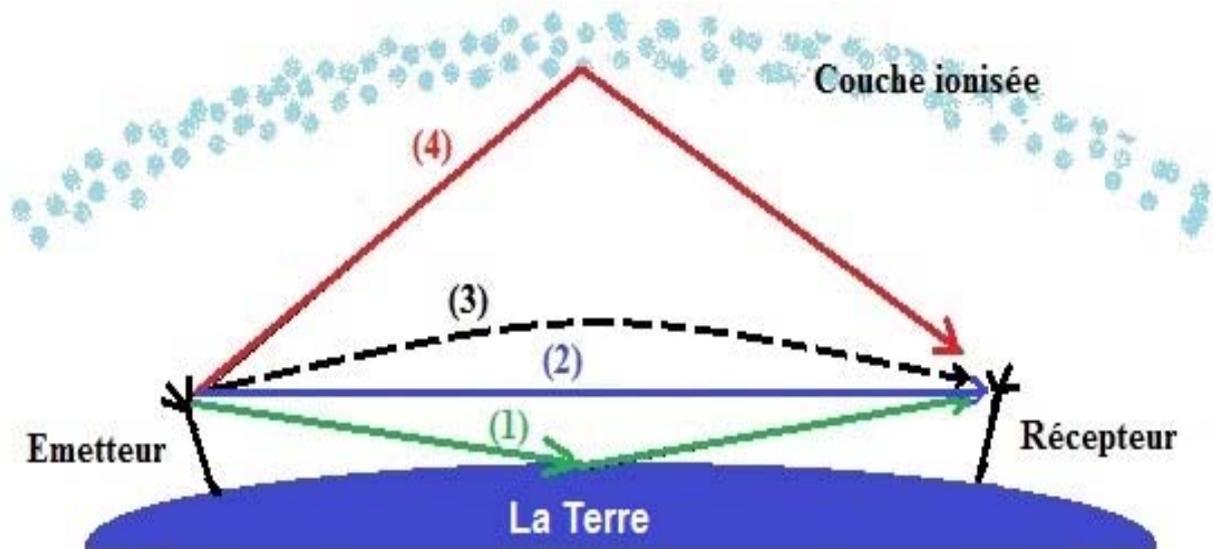


Figure II-2: Principaux trajets suivis par les ondes radio : (1) onde indirecte, (2) onde directe (onde d'espace), (3) onde de surface (onde de sol) et (4) onde de ciel (ionosphérique).

Ci-dessous, nous décrivons succinctement les principaux types de propagations parcourues :

II.1.3.1 L'onde indirecte

L'onde indirecte est émise par des antennes très longues en hauteur et est réfléchi par le sol. Ce type de réflexion est spécifique aux fréquences VHF et UHF.

II.1.3.2 L'onde directe (onde d'espace)

L'onde directe se propage en ligne droite directement au-dessus de la surface entre deux antennes (émetteur-récepteur) placées en inter visibilité. Cette propagation est aussi appelée "propagation en ligne de vue". Elle est répandue pour les fréquences VHF, UHF et SHF.

II.1.3.3 L'onde de surface (onde de sol)

L'onde de surface se propage d'une antenne à l'autre sur une ligne courbée qui suit la rotondité de la Terre. Cette onde a une grande stabilité mais survient jusqu'à 500 km au maximum. Au-delà de cette distance, l'onde de sol disparaît quelle que soit la fréquence du signal. La région dominée par l'onde de sol est appelé la «zone de saut». Cette propagation concerne les fréquences VLF, LF et HF.

II.1.3.4 L'onde de ciel (ionosphérique)

Lorsque l'onde émise par l'antenne quitte la surface de la Terre, elle se propage sur une ligne droite dans l'atmosphère neutre (troposphère et stratosphère) et commence à s'incurver au fur et à mesure qu'elle pénètre le milieu ionisé sous l'action de la réfraction. Lorsque la fréquence plasma du milieu est égale à la fréquence de l'onde radio, cette dernière est réfléchi vers la Terre ensuite elle sera renvoyée à nouveau vers l'ionosphère où elle sera à nouveau réfléchi vers la Terre et reçue par l'antenne. Elle est appelée onde du ciel. C'est la propagation dans le guide d'onde Terre-ionosphère.

La hauteur de réflexion de cette onde est déterminée par la fréquence du signal. Le rebondissement entre la Terre et l'ionosphère est séparé d'une distance de saut reliant deux points qui peut se répéter à plusieurs reprises sous la forme de n bonds (à une ou multiples réflexions). En conséquence, l'onde de ciel subit un changement de phase et de polarisation. Comme cette onde de ciel peut subir de multiples réflexions, elle peut avoir une portée mondiale et parcourir de très longues distances jusqu'à 40 000 km (la circonférence de la Terre).

Cette propagation ionosphérique est réponde pour les fréquences VLF, LF, MF et HF. Soit, l'étude de la propagation de l'onde du ciel à travers les différentes couches de l'ionosphère fournit toutes les informations correspondant aux modifications physiques du milieu. Toutefois, ces couches sont affectées par des perturbations externes, telles les éruptions solaires, les orages magnétiques, les aurores polaires qui peuvent affecter de surcroît la propagation des ondes radio. Cependant, la couche D est principalement responsable de l'absorption des ondes radio de moyenne fréquence (MF) et une partie

supérieur de basse fréquence (LF). Toutefois, elle atténue et réfléchit les signaux des très basses fréquences et une partie de basses fréquences. Par contre, elle laisse passer les fréquences supérieures (HF et au-dessus), **Figure II-3 (a)**.

En ce qui concerne la couche E, elle réfléchit principalement les ondes radio de fréquences relativement faibles de moins de 10 MHz environ (VLF, LF et MF). Mais elle peut réfléchir également les signaux de la basse gamme des hautes fréquences (HF) lorsque les conditions du taux d'ionisation sont favorables (principalement la nuit car elles sont très atténuées le jour en traversant la couche D). La couche E laisse passer les fréquences supérieures (HF les plus élevées), **Figure II-3 (b)**.

Finalement la couche F joue un rôle fondamental dans la propagation des ondes radio de haute fréquence (HF) (3 MHz à 30MHz) et laisse notamment passer les fréquences supérieures. Durant le jour, la sous couche F1 réfléchit la basse gamme des hautes fréquences (HF) et la sous couche F2 réfléchit la haute gamme des hautes fréquences HF. Durant la nuit, la couche F réfléchit seulement la basse gamme (HF), **Figure II-3 (c)**.

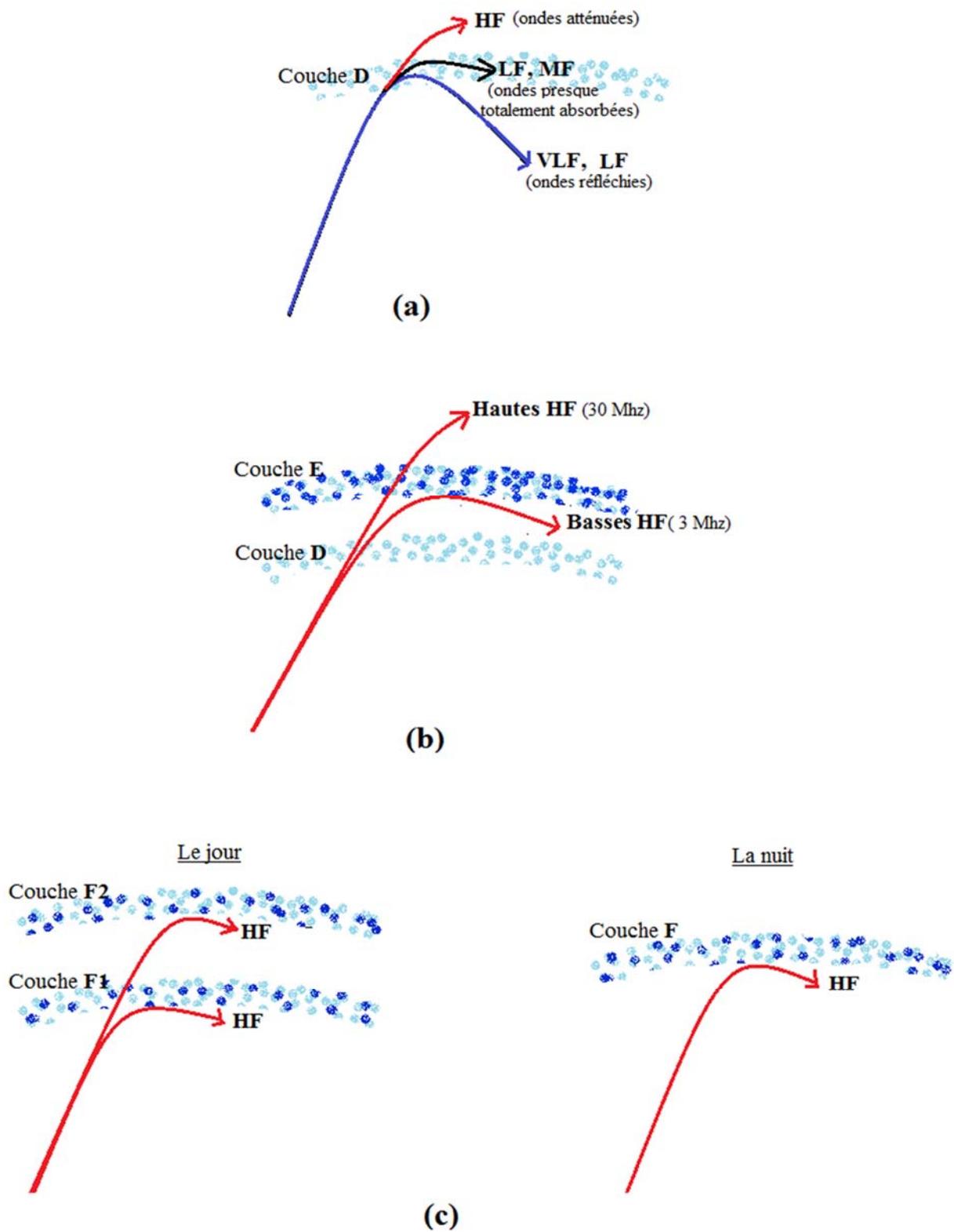


Figure II-3: Propagation radio à travers les différentes couches (D, E et F).

Nous représentons, en somme, sur le **Tableau II-2** quelques gammes radio et leurs les principaux modes de propagations.

Bande radio	Type de propagation
VLF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde de sol -Propagation type guide d'onde entre Terre et couche D et E -Pénétration dans l'eau de mer (quelques mètres) -Portée mondiale si forte puissance
LF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde de sol prépondérante -Onde de ciel importante la nuit mais inexistante le jour -Portée moyenne
MF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde de sol prépondérante -Onde de ciel (un peu absorbée de jour par les couches D et E, réflexion sur les couches E et F de nuit) -Portée moyenne
HF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde de sol (vite atténuée) -Onde de ciel
VHF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde directe -onde de sol très vite atténuée
UHF	<ul style="list-style-type: none"> -Onde direct -Réflexion sur les obstacles

Tableau II-2: Les modes de propagation de quelques gammes d'ondes radios.

■ Autres caractéristiques

II.1.4.1 La zone de silence

Comme nous l'avons expliqué précédemment dans la partie propagation des ondes, l'onde de sol s'évanouit au-delà de 500 km alors que pour l'onde du ciel émise sous une incidence oblique, la première réception du signal n'est possible qu'à des distances supérieures à 500 km. Cependant, il existe une zone où aucune réception n'est possible, c'est la zone de silence.

II.1.4.2 La zone d'interférences

C'est la zone où l'on reçoit plusieurs composantes du signal (onde de sol et onde de ciel). L'amplitude totale du signal est alors la somme de toutes les composantes. Du moment que chaque composante arrive au récepteur avec sa propre phase, il en résulte une addition destructive du signal dans le cas du fort déphasage ou bien une addition constructive lorsque les composantes sont en phase.

II.1.4.3 Le fading

Ce phénomène a lieu lorsque les ondes reçues au niveau du récepteur sont en déphasage. Toutefois, ce déphasage varie parfois rapidement ce qui conduit à l'évanouissement ou la disparition locale et momentanée du signal reçu, c'est le « fading » [*Blaunstein and Plohotniuc, 2008 ; Barclay, 2003*]. Sa durée varie d'une fraction de seconde à quelques minutes.

Ce phénomène d'évanouissement varie notamment avec la distance de propagation entre l'émetteur et le récepteur. Les Causes de la disparition de l'onde sont multiples : interférence, déphasage entre les ondes directes et les ondes réfléchies, instabilité de l'ionisation de l'ionosphère, émission radio d'une région diurne vers une région nocturne et vice versa, changement de polarisation de l'onde, etc. Pour les courtes distances, la l'onde de sol et l'onde de ciel sont combinées au niveau du récepteur. Par contre pour

des distances plus importantes, l'onde de sol n'est plus présente et seule l'onde de ciel subsiste.

II.2 Description de la technique VLF

Introduction

Le sondage de la basse couche ionosphérique, la couche D, ne peut pas se faire par des instruments in situ. Car étant située entre 60 et 90 km d'altitude, elle se trouve à des altitudes plus hautes que celles des ballons météorologiques (qui sondent la troposphère et la stratosphère) et est bien en dessous des altitudes des orbites satellitaires (pour sonder les couches E et F). Comme cette couche est fortement affectée par les différentes sources de perturbations externes, tels que : la transition jour/nuit, l'alternance des saisons (hiver/été), l'activité solaire (le cycle solaire, les éruptions solaires, les CMEs,...) [*Mitra, 1974 ; Mitra 1981 ; McRae and Thomson, 2000, 2004 ; Raulin et al., 2006, 2010, 2013 ; Thomson and Clilverd, 2000*], le recours aux ondes VLF s'avère un outil très efficace pour la sonder.

A travers ce travail de recherche, nous allons étudier les perturbations du signal VLF dues notamment aux éruptions solaires. En plus de l'avantage primordial de cette technique qui s'avère peu coûteuse, elle présente également un avantage majeur tel que la grande portée transhorizon des ondes VLF avec un taux d'atténuation très faible [*Clilverd et al., 1999; Cummer, 2000*].

Principe de la technique VLF

La technique VLF consiste en l'émission d'onde radio dans la gamme VLF (3-50 kHz) par une antenne émettrice et sa réception par une antenne placée à une distance d de l'émetteur. Ces ondes se propagent par réflexions successives dans le guide d'onde Terre-ionosphère limité d'une part par le sol (qui est caractérisé par sa conductivité) et d'autre part par la couche D (décrite notamment par sa densité électronique).

Lors du Soleil calme, la couche D ionisée par le rayonnement solaire est dans un état d'équilibre, qu'on appelle les conditions ionosphériques normales. Dans ce cas, la propagation des ondes VLF dans le guide d'onde est stable [*Pierce, 1961 ; Mitra, 1974 ; Thomson et al., 2005*]. En revanche lors du Soleil actif, le flux intense du rayonnement X et EUV dû aux éruptions solaires pénètre plus profondément dans l'atmosphère. Sous l'effet de l'ionisation importante de l'atmosphère à basses altitudes, il en résulte le phénomène de la perturbation à début brusque de l'ionosphère (PDBI⁹). Cependant, si la densité électronique est nettement élevée, la réflexion des ondes VLF se fait plus basse par rapport à la normale [*Crombie, 1965 ; Mitra, 1974 ; Thomson et al., 2005*], comme c'est schématisé sur la **Figure II-4**. En conséquence, le signal VLF subit des variations d'amplitude et de phase. Lorsque ce flux intense s'estompe, l'excès des électrons libres disparaît graduellement par les processus de pertes menant à la disparition de la PDBI. D'où le retour à l'équilibre de la couche D et la propagation stable des ondes VLF.

Toutefois, la détermination des caractéristiques des perturbations prélevées sur le signal (en amplitude et phase) est une étape primordiale pour la compréhension et la modélisation de la couche D.

⁹ ou SID « Sudden Ionospheric Disturbance » en anglais.

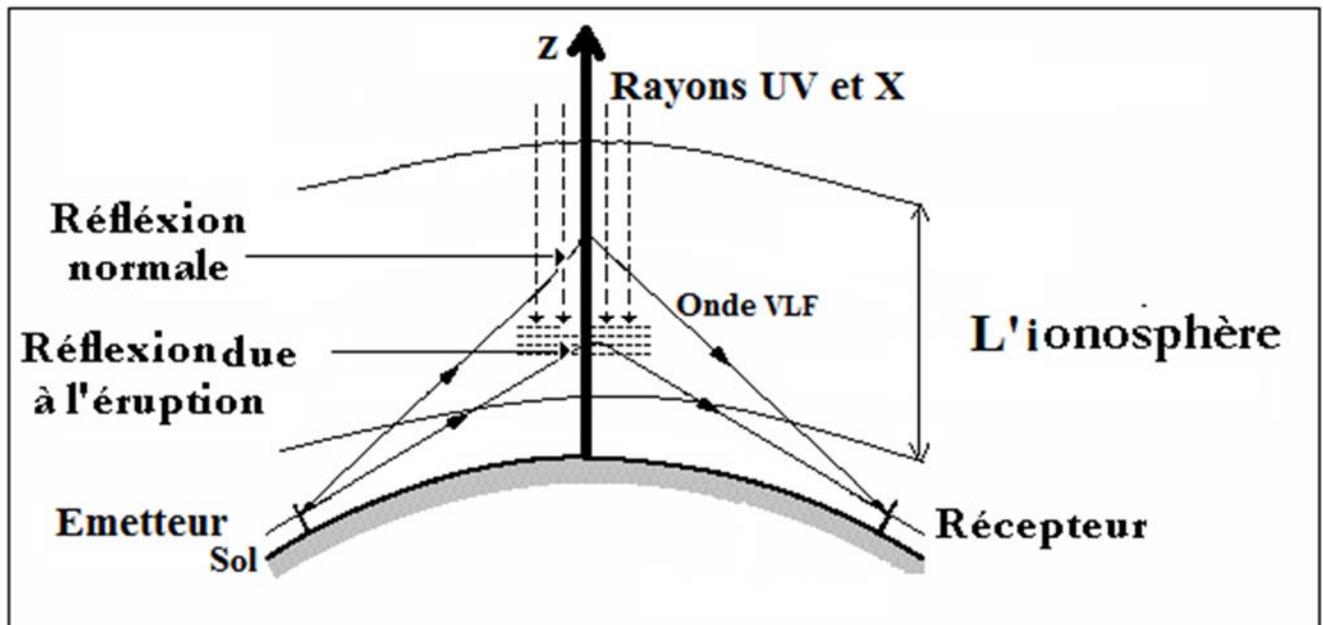


Figure II-4: La propagation des ondes VLF dans le guide d'onde Terre-ionosphère.

Théories de propagation des ondes VLF

La propagation des ondes radio VLF est décrite par deux théories : La théorie géométrique des rayons et la théorie des modes (modes propres). Cependant, le choix de l'utilisation de l'une des méthodes dépend principalement de la distance de propagation entre l'émetteur et le récepteur [Wait, 1962, 1964 ; Davies, 1990 ; Poulsen, 1991]. Ci-dessous, nous décrivons succinctement ces deux théories :

II.2.3.1 Théorie du rayon

Cette théorie applique des lois de l'optique géométrique (principe de Fermat, 1950) au spectre radio. En faisant allusion aux rayons lumineux, cette théorie retrace les différents rayons discrets possibles qui complètent un nombre entier (n) de réflexions successives entre deux plans plats et parallèles. Le plan inférieur représente la surface de la Terre (un bon conducteur) et le plan supérieur est la couche D (milieu peu absorbant). Le nombre de réflexions représente l'ordre du chemin de rayon. On appelle : 1^{er} ordre, 2nd

ordre,..., les rayons qui effectuent respectivement une réflexion, deux réflexions, ..., tel qu'illustré sur la **Figure II-5**. L'amplitude totale du champ électrique du signal VLF reçu au niveau du récepteur est exprimé analytiquement par la sommation des rayons de tous les ordres [*Davies, 1990 ; Poulsen, 1991*].

Théoriquement, il y a un nombre infini de chemins de rayons discrets possibles entre l'émetteur et le récepteur. L'ordre le plus élevé correspond à un angle d'incidence presque vertical au plan horizontal. Ceci augmentera l'absorption du signal dans l'ionosphère et la contribution de ces ordres élevés au niveau du récepteur devient insignifiante. Donc, il est judicieux à priori de ne prendre en considération que les ordres de rayons faibles [*Davies, 1990 ; Poulsen, 1991*].

Toutefois, du fait de la rotondité de la Terre, la condition d'un guide d'onde plan (Terre-ionosphère) n'est pas satisfaite au-delà de la distance de 500 km de l'émetteur. Car cette théorie ne reproduit pas l'amplitude et la phase du signal [*Morfitt & Shellman, 1976 ; Poulsen, 1991*] et devient donc inconvenante pour de longues distances entre l'émetteur et le récepteur.

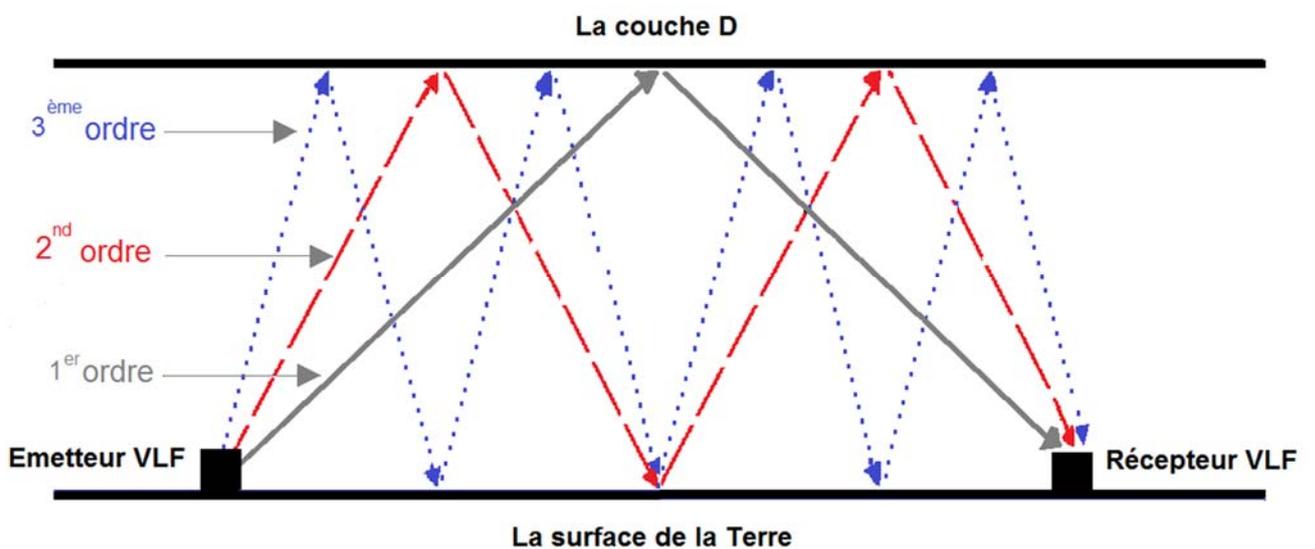


Figure II-5: Illustration de quelques ordres de chemins de rayons selon la théorie des rayons.

II.2.3.2 La théorie des modes

La théorie des modes suppose que le signal VLF se compose d'une série de modes discrets (mode 1, mode 2, ...) se propageant entre l'émetteur et le récepteur [Morfitt & Shellman, 1976 ; Poulsen, 1991]. Les paramètres de l'ionosphère et du sol varient selon le milieu de propagation [Barr et al., 2000]. Dans cette théorie, la propagation de l'onde ne dépend pas de la distance entre l'émetteur et le récepteur [Davies, 1990].

Toutefois, l'onde est polarisée verticalement par rapport à la direction de propagation où le champ électrique est dans le plan transversal et le champ magnétique est orthogonal, tel que $B_z=0$, Figure II-6. Ce type de propagation est appelé transverse magnétique (TM) [Davies, 1990 ; Poulsen, 1991].

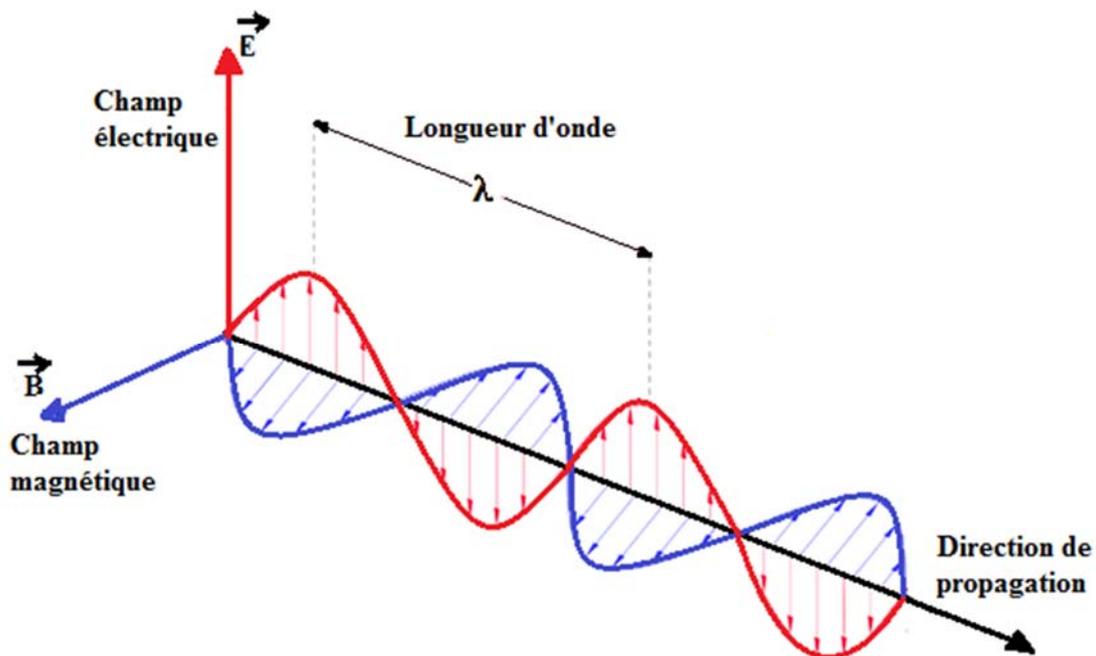


Figure II-6: Présentation de la propagation de l'onde VLF.

Cependant, le champ total E_{total} de l'onde est alors la contribution de tous les modes existants dans le plan vertical à la direction de propagation. Il est donné par [Poulsen, 1991] :

$$E_{total}(d) = \frac{1}{\sqrt{|\sin(d/R_E)|}} \sum_n^\infty A_n^{T,R} e^{-ik_0 S_n d} \quad (\text{II. 1})$$

Avec d est la distance entre l'émetteur et le récepteur, où d est considérée très importante par rapport à la longueur d'onde du signal, telle que $d \gg \lambda_0$, n est le numéro du mode, $i = \sqrt{-1}$, $S_n = \sin\theta_n$ est équivalent à l'indice complexe de réfraction pour le mode n , il détermine ainsi l'atténuation et la vitesse de phase de ce mode. θ_n est l'angle d'incidence sur l'ionosphère de chaque mode, R_E est le rayon de la Terre, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ et $A_n^{T,R}$ est une fonction à valeur complexe qui comprend l'excitation et les facteurs de gain au niveau de l'émetteur et du récepteur.

Toutefois, les modes d'ordres supérieurs ont un taux d'atténuation plus élevé en fonction de la distance de propagation. Ainsi, pour des chemins relativement longs, seul un nombre relativement petit de modes est nécessaire [Poulsen, 1991]. A l'extrémité inférieure de la bande VLF (3 kHz), seulement un à quatre modes sont nécessaires. Par contre à l'extrémité supérieure (50 kHz), jusqu'à 30 modes peuvent être nécessaires [Morfit & Shellman, 1976].

C'est cette théorie qui est utilisée dans le code de simulation le « LWPC » pour la propagation du signal VLF dans le guide d'onde Terre-ionosphère.

Modélisation par le code LWPC

II.2.4.1 Présentation du code LWPC

Le code Long Wavelength Propagation Capability « LWPC » a été développé par le SPAWAR¹⁰ [Ferguson, 1998]. Il est basé cependant sur la théorie des modes qui porte une approche modale de la propagation du signal VLF où il tient en compte également des différentes inhomogénéités au niveau des limites supérieures et inférieures du guide d'onde à travers respectivement la transition jour/nuit et la conductivité du sol : Terre/mer.

Le code « LWPC » simule la propagation des ondes VLF sur une distance d reliant l'émetteur et le récepteur à travers le guide d'onde Terre-ionosphère. Il utilise cependant

¹⁰ Space and Naval Warfare System Center, San Diego, USA.

le modèle ionosphérique de Wait [*Wait & Spies, 1964*], qui donne le profil de la densité électronique de la couche D, telle que :

$$N_e(H', \beta, z) = 1.43 * 10^{13} * e^{-0.15 * H'} * e^{(\beta - 0.15) * (z - H')} \quad (\text{II. 2})$$

Où N_e (en m^{-3}) est la densité électronique, z est l'altitude comprise entre 60 et 90 km. Les deux paramètres H' (en km) et β (en km^{-1}) connus par les paramètres de Wait, représentent respectivement la hauteur de réflexion effective du signal VLF et le gradient de conductivité spécifique à la couche D (sharpness). Ce dernier nous informe comment change la conductivité de la couche D avec la hauteur [*Raulin et al., 2010 ; Mitra, 1974*].

Pour la propagation des ondes radio pendant le jour, le code adopte le modèle diurne pour l'environnement de l'ionosphère. Où les paramètres de Wait (H', β) sont considérés constants le long du chemin entre l'émetteur et le récepteur [*Ferguson, 1998; Thomson & Clilverd, 2000, 2001 et MCRae & Thomson, 2004*]. Cette condition est valable dans le cas où le décalage horaire entre les régions de l'émetteur et le récepteur n'est pas trop élevé.

Dans les conditions ionosphériques normales (Soleil calme), les paramètres de Wait sont fixés à : $H' = 74$ km et $\beta = 0.3$ km^{-1} . Tandis qu'en présence d'éruptions solaires, les PDBI engendrées modifient la géométrie du guide d'onde. Où H' diminue et β augmente. Dans ce cas, les valeurs des paramètres de Wait sont déterminées éventuellement par simulation grâce au code « LWPC » après avoir mesuré les paramètres du signal VLF perturbé (l'amplitude et la phase). Cette étape sera expliquée ultérieurement dans la partie analyse de données.

II.2.4.2 Simulation spatio-temporelle du signal VLF

Nous avons simulé via le code « LWPC » le signal VLF (en amplitude et phase) en fonction du temps (TU) lors d'une journée calme du Soleil (conditions ionosphériques normales) correspondant à la journée du 05 août 2008. Sur la **Figure II-7** nous obtenons les variations théoriques de l'amplitude (a) et la phase (b) du signal VLF se propageant

entre l'émetteur d'Alger et le récepteur NRK. Les deux pics observés sur l'amplitude et la phase correspondent à la transition de propagation du signal diurne et nocturne aux moments du lever et du coucher du Soleil. Toutefois, la propagation du signal VLF durant le jour apparaît stable entre le lever et le coucher du Soleil.

La simulation du signal VLF en fonction de la distance est présentée sur la **Figure II-8**. Sur cette Figure nous observons une atténuation du signal en fonction de la distance. En effet, le signal présente plusieurs points nuls qui correspondent à une forte interférence des modes (mode fondamental et modes secondaires). Où à une distance donnée de l'émetteur, la somme de tous les modes est nulle. Nous remarquons également que ces points nuls (fading) sont plus importants et plus proches l'un de l'autre à courte distance de l'émetteur ($0 \leq d \leq 1000$ km). Par contre ces points nuls sont plus espacés à moyenne et longue distance de l'émetteur ($d > 1000$ km) car au-delà de cette distance les modes secondaires s'évanouissent et le mode fondamental persiste.

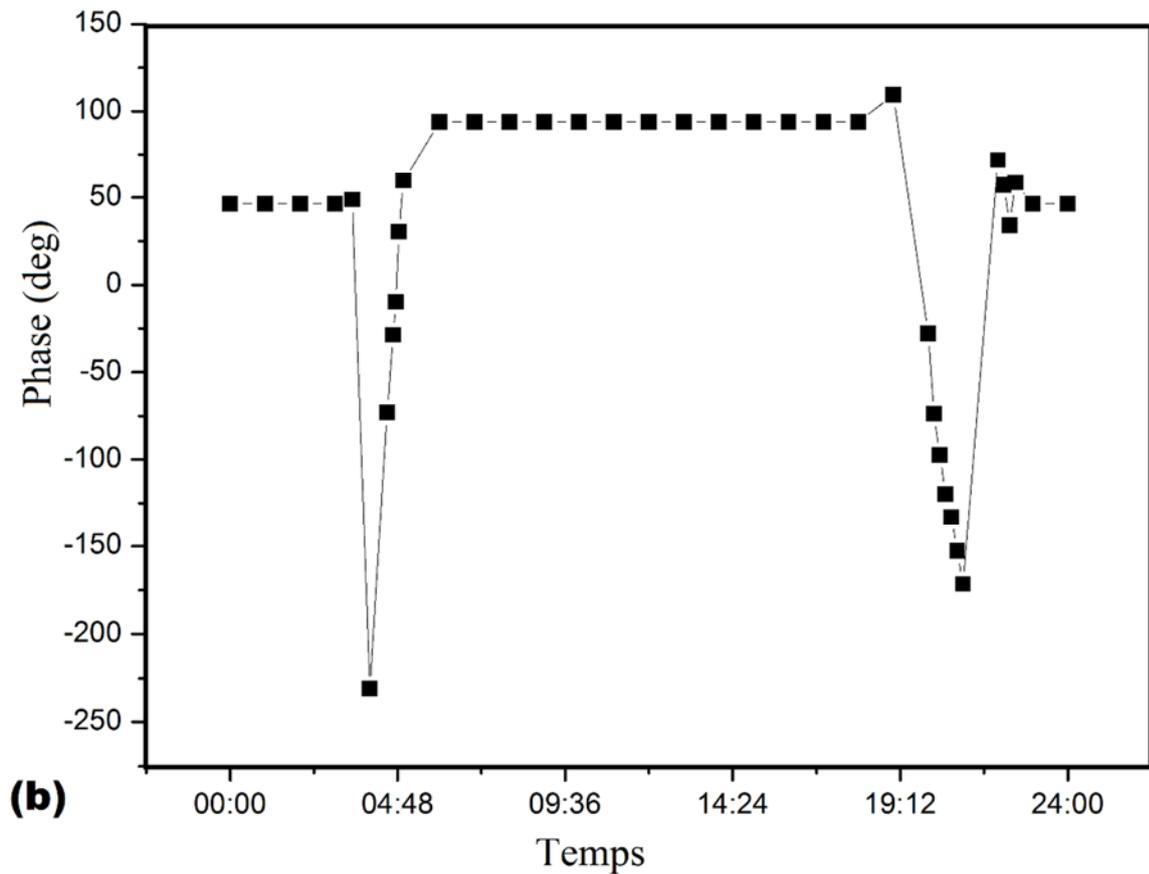
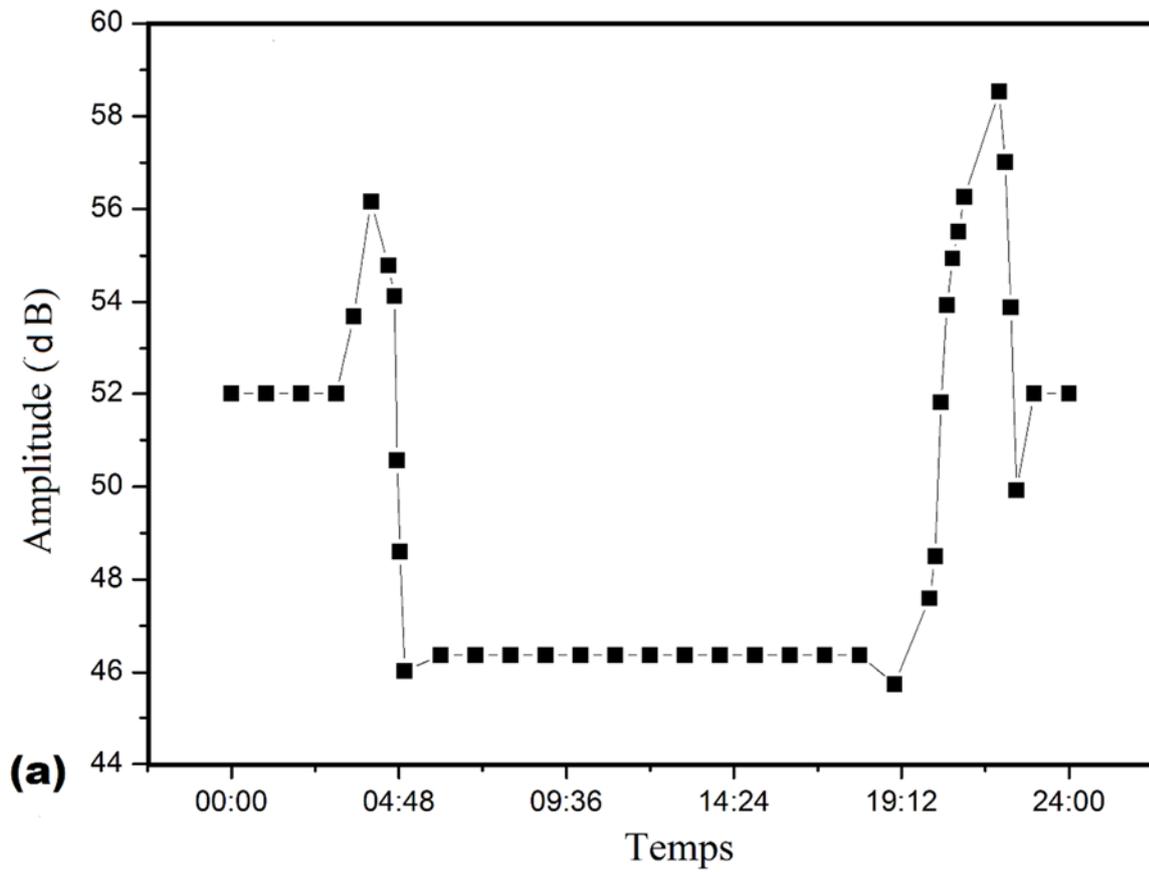


Figure II-7: La simulation temporelle en amplitude (a) et phase (b) d'une journée calme du Soleil (05 août 2008) avec le code LWPC.

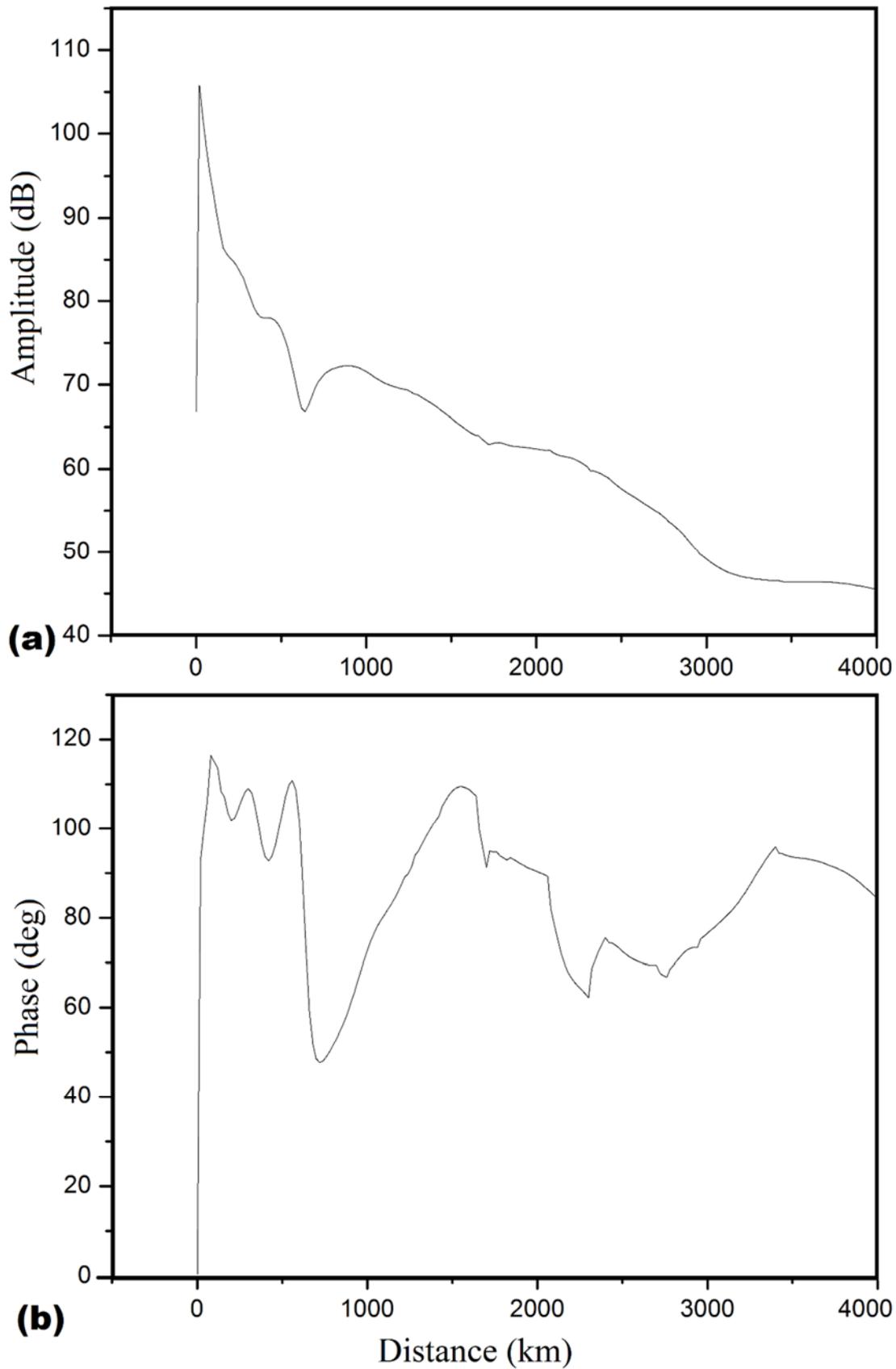


Figure II-8: La simulation du signal VLF en fonction de la distance en amplitude (a) et phase (b) avec le code LWPC lors d'une journée calme (05 août 2008 à 09 :00 TU).

Chapitre III

■ L'instrumentation VLF

III.1 Le dispositif instrumental

Le réseau AWESOME

Les ondes radio VLF (3 à 50 kHz) sont émises par des émetteurs (E_x) installés dans différentes régions du monde. Ces émetteurs sont désignés par trois lettres majuscules. Ils émettent dans des fréquences différentes dans la gamme VLF. Ils sont répertoriés par leurs coordonnées géographiques du lieu (la longitude et la latitude) et leurs fréquences de missions, le **Tableau III-1**. Cependant, les signaux VLF sont émis en bandes larges et bandes étroites. Les bandes étroites sont séparées selon la direction Est/Ouest (EO) et Nord/Sud (NS). Elles ont deux résolutions : une basse résolution à 1 Hz et une haute résolution à 50 Hz.

Ces signaux sont reçus par des récepteurs (R_x) du réseau international AWESOME¹¹ [*Scherrer et al., 2008 ; Cohen et al., 2010*]. Les récepteurs quant à eux sont nommés par le nom de la région où ils sont installés ainsi que par les coordonnées géographiques de leurs lieux (la longitude et la latitude). Sur la **Figure III-1** nous avons montré les emplacements des émetteurs VLF (en haut) et les récepteurs VLF du réseau AWESOME (en bas). Le trajet parcouru par les signaux VLF s'appelle la distance de propagation d . Cette distance varie cependant de quelques centaines de mètres à des milliers de kilomètres, selon les emplacements des émetteurs et des récepteurs choisis. Soit, une propagation intercontinentale. Il est alors considéré qu'un chemin est court lorsque $d < 1000$ km et qu'un chemin est long lorsque $d \geq 1000$ km.

¹¹ Atmospheric Weather Electromagnetic System for Observation Modeling and Education.

Emetteur	Fréquence (kHz)	Latitude (°)	Longitude (°)
JXN (Norvège)	16.4	59.910	10.520
VTX (Inde)	18.2	8.387	77.753
HWU (France)	18.3	46.713	1.245
NST (Australie)	18.6	-38.481	146.935
GQD(Grande Bretagne)	19.6	52.911	3.280
NWC (Australie)	19.8	-21.816	114.166
ICV (Italie)	20.27	40.923	9.731
3SB (Chine)	20.6	39.600	103.330
HWV (France)	20.9	48.544	2.576
3SA (Chine)	21.1	25.030	111.670
NPM (USA)	21.42	21.420	-158.154
HWU (France)	21.75	46.713	1.245
GQD (Grande Bretagne)	22.1	52.911	-3.280
JJI (Japan)	22.2	32.040	130.810
HWU (France)	22.6	46.713	1.245
DHO (Allemande)	23.4	53.079	7.614
NAA (USA)	24.0	44.646	-67.281
NLK (USA)	24.8	48.203	-121.917
NLM (USA)	25.2	46.366	-98.335
TBB (Turquie)	26.7	37.430	27.550
NRK (Islande)	37.5	63.851	-22.459
NAU (USA)	40.75	18.399	-67.178
NSC(Italie)	45.9	38.000	13.500

Tableau III-1: Liste des caractéristiques de quelques émetteurs VLF.

Le récepteur VLF d'Alger

Le récepteur d'Alger (R_{ALG}), appartenant au réseau AWESOME, fut un don de l'université de Stanford (Californie, USA) au Centre de Recherche en Astronomie Astrophysique et Géophysique (CRAAG) dans le but de promouvoir la recherche en météorologie de l'espace en Algérie. Il était impératif d'installer le récepteur dans une région calme loin de lignes électriques, de générateurs ou bien d'autres sources électromagnétiques qui auraient pour effet d'augmenter le risque d'interférences et de biaiser le signal reçu. Comme le site du CRAAG est entouré de plusieurs institutions (notamment le centre de télédétection), le récepteur a été installé à l'université M'Hamed Bouguera de Boumerdes ($36.7^{\circ}N$, $03.13^{\circ}E$) en 2006. Il est opérationnel depuis 2007 jusqu'à nos jours [*NaitAmor et al., 2010 ; Boudarba et al., 2016*]. Il est constitué de :

- **Une antenne VLF** : Comme la plupart des antennes du réseau AWESOME, l'antenne a la forme de deux triangles isocèles orientés dans les deux directions Nord/Sud (NS) et Est/Ouest (EO). Le sommet de l'antenne est maintenu avec un mât central qui mesure la moitié la taille de la base.
- **Un préamplificateur** : Consiste à amplifier le signal et améliorer sa précision sans l'altérer. Il est monté sur le mât central de l'antenne.
- **Une antenne GPS (Géo-positionnement par Satellite)** : Permet une synchronisation temporelle très précise en temps universel (TU).
- **Une ligne du récepteur** : Effectue un traitement supplémentaire sur le signal VLF. Notamment la synchronisation de l'enregistrement avec le GPS, l'alimentation du préamplificateur et finalement la séparation des signaux reçus des émetteurs en bandes larges et étroites.
- **PC et logiciels d'acquisition** : Un micro-ordinateur muni d'une carte d'acquisition de données (type National Instrument) permet le stockage des données dans un périphérique externe (disque dur) selon une nomenclature précise. Les données sont également partagées via ftp sur le serveur de l'université de Stanford afin qu'elles soient à la disposition de la communauté

scientifique. Un programme DAQViewer est également fourni avec l'instrument afin de visualiser et traiter le signal VLF.

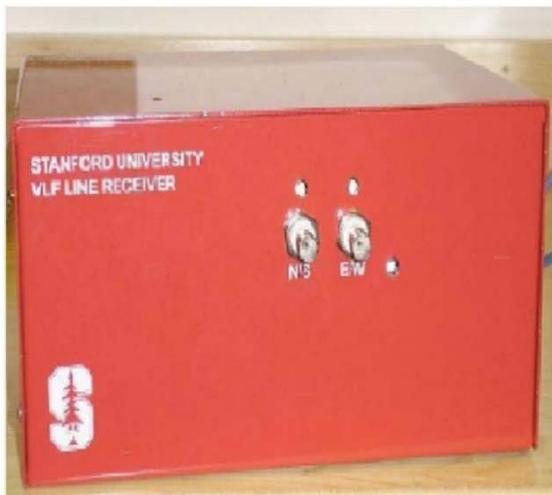
Ces différents constituants sont présentés sur la **Figure III-2**.



-Antenne VLF-



-Un préamplificateur-



-La ligne du récepteur-



-L'antenne GPS-



-Un micro ordinateur-

Figure III-2: Les différentes composantes du récepteur d'Alger.

Le choix de l'émetteur

Pour choisir l'émetteur VLF à utiliser pour cette étude, nous avons analysé les signaux VLF des différents émetteurs (ICV, NSC, NRK, GQD, DHO, HWO, ...). Cependant, nous avons trouvé que l'émetteur NRK (E_{NRK}) présentait des signaux d'amplitude et de phase cohérents et raffinés par rapport aux autres émetteurs. Nous l'avons alors choisi pour la réalisation de ce travail de recherche. Cet émetteur est distant du R_{ALG} de 3495 km. Soit, il satisfait la condition d'éloignement émetteur-récepteur afin de limiter la contribution de l'onde de sol prédominante jusqu'à 500 km. L' E_{NRK} est situé en Islande ($63.85^{\circ}N$, $22.45^{\circ}O$) et émet le signal à la fréquence de 37.5 kHz, **Figure III-3**. Nous avons également utilisé les données émises par l' E_{NRK} de la bande étroite dans la direction N/S avec une haute résolution (50 Hz).

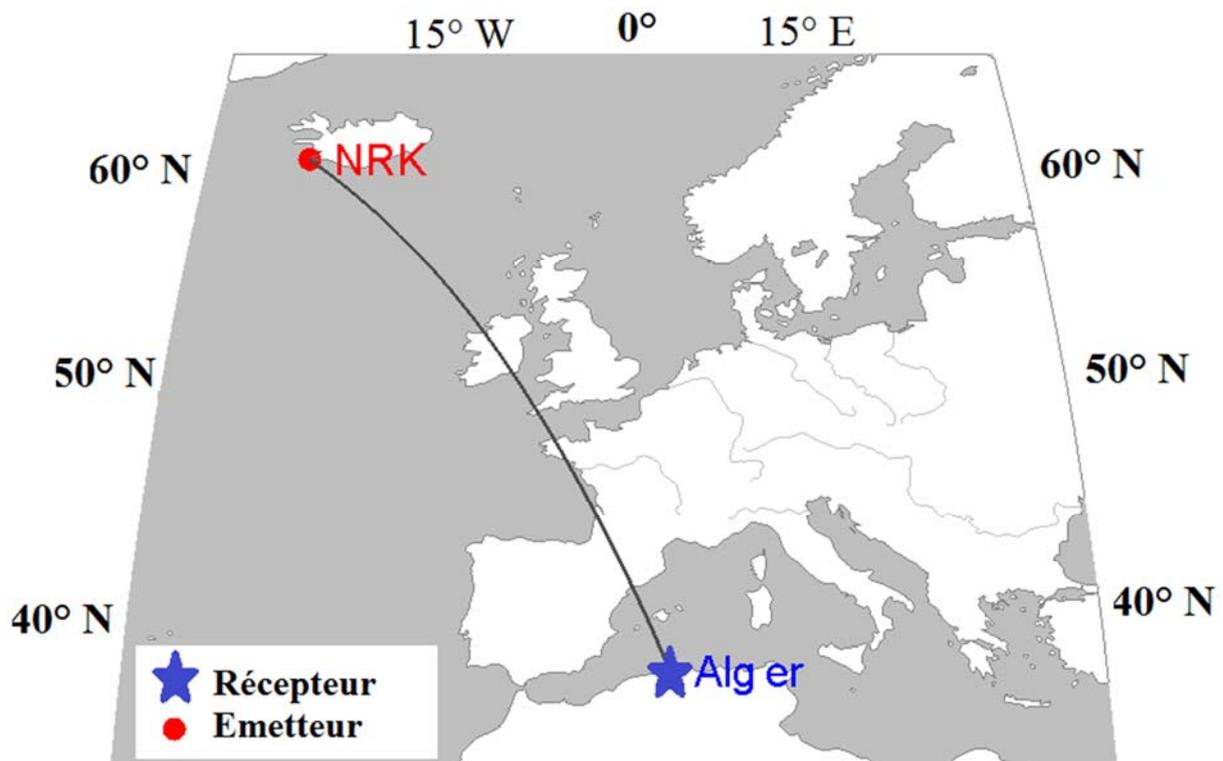


Figure III-3: La distance de propagation du signal VLF $d(E_{NRK} - R_{ALG})=3495$ km.

III.2 Visualisation du signal VLF

Afin de visualiser et traiter le signal VLF, nous utilisons l'application DAQviewer (fournie avec l'instrument VLF). Nous choisissons cependant sur une fenêtre de l'application le pays où l'antenne VLF est installée (Algérie), le nom de l'émetteur VLF (NRK), une date et nous sélectionnons finalement l'affichage de l'amplitude et/ou de la phase en haute résolution (à 50 Hz) sur un jour complet, soit 24 heures. Un exemple est présenté sur la **Figure III-4**. Une fois la requête est validée, une présentation temporelle du signal VLF en amplitude A (dB) et en phase P (deg) apparaît. Il est aussi possible de visualiser sur la même figure plusieurs signaux des différents émetteurs enregistrés par différentes stations.

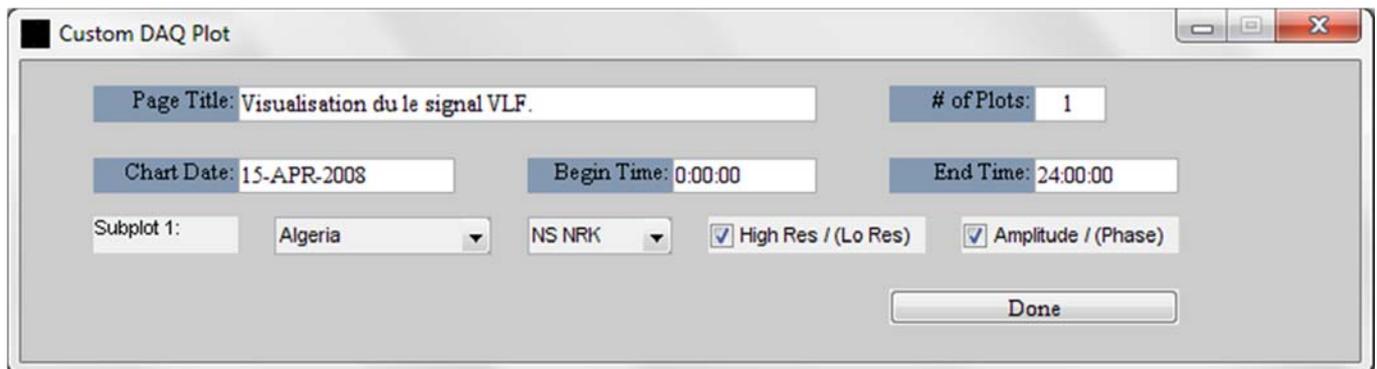


Figure III-4: Une fenêtre de l'application DAQviewer pour visualiser le signal VLF.

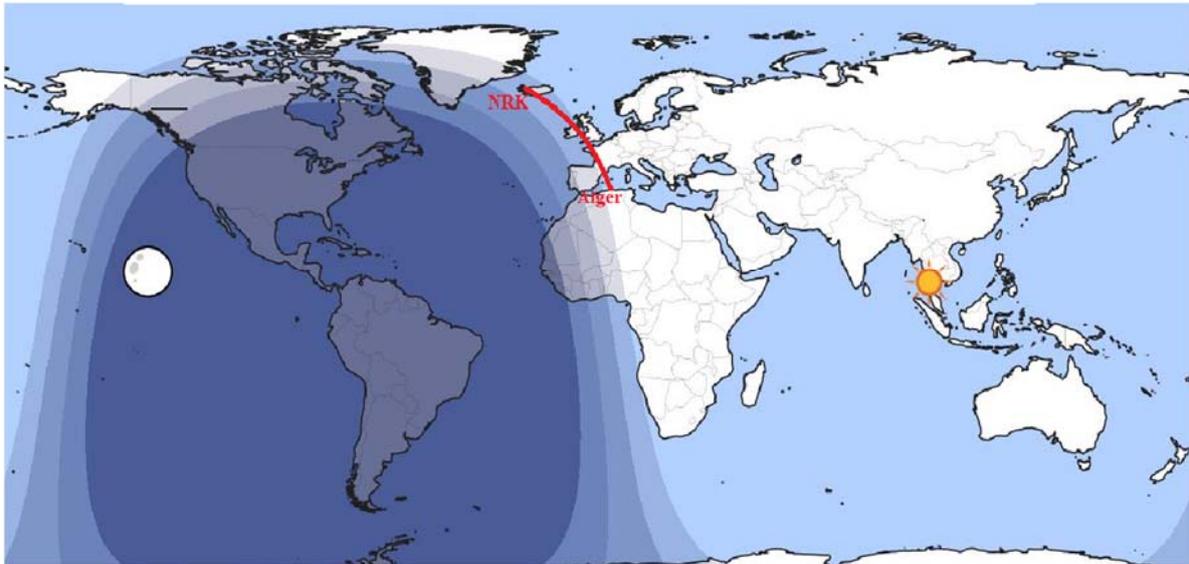
Ci-dessous nous allons visualiser l'effet de quelques phénomènes qui peuvent influencer l'ionisation de la couche D tels que : la transition jour/nuit, l'alternance des saisons (hiver/été) ainsi que les éruptions solaires.

La transition jour/nuit

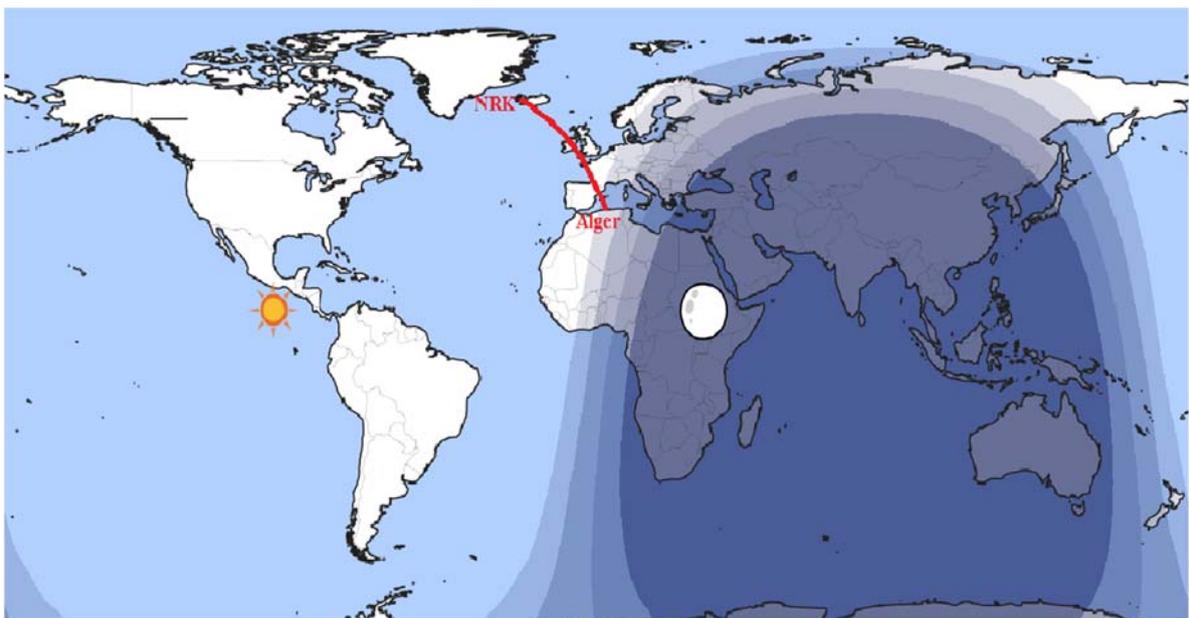
Notre planète « La Terre » tourne autour d'elle-même en 24 heures. Cette rotation est à l'origine de l'alternance de jours et de nuits. Durant le jour, une seule partie du globe terrestre est dirigée vers le Soleil alors que la nuit, cette dernière passe à l'ombre. La Terre tourne aussi autour du Soleil. Son orbite est elliptique et son axe de rotation est incliné par rapport au Soleil, c'est pourquoi la durée du jour et de nuit varie selon les périodes de l'année.

Sur la **Figure III-5** nous montrons un exemple de transition jour/nuit au lever et au coucher du Soleil, lors d'une journée calme du 15 Avril 2008, sur la région d'Alger. Nous remarquons sur la figure qu'au moment du lever du Soleil vers 6 h20 TU, le R_{ALG} est éclairée par contre l'E_{NRK} ne l'est pas encore. En revanche, le comportement contraire est observé au moment du coucher du Soleil vers 19h30 TU.

* Transition nuit/jour du 15 avril 2008 à 06:20 (TU) *



* Transition jour/nuit du 15 avril 2008 à 19:30 (TU) *



*Figure III-5: Illustration du Terminator au lever et coucher du Soleil
[<https://www.timeanddate.com/worldclock/sunearth.html>].*

L'enregistrement du signal VLF lors de cette journée calme du Soleil est présenté sur la **Figure III-6**. Cette figure montre clairement que le signal présente des variations caractéristiques au lever et au coucher du Soleil. Ce qui correspond à la transition entre la propagation du signal nocturne et la propagation du signal diurne durant son parcours entre l'émetteur et le récepteur [*Clilverd et al., 1999 ; Pal, 2013*].

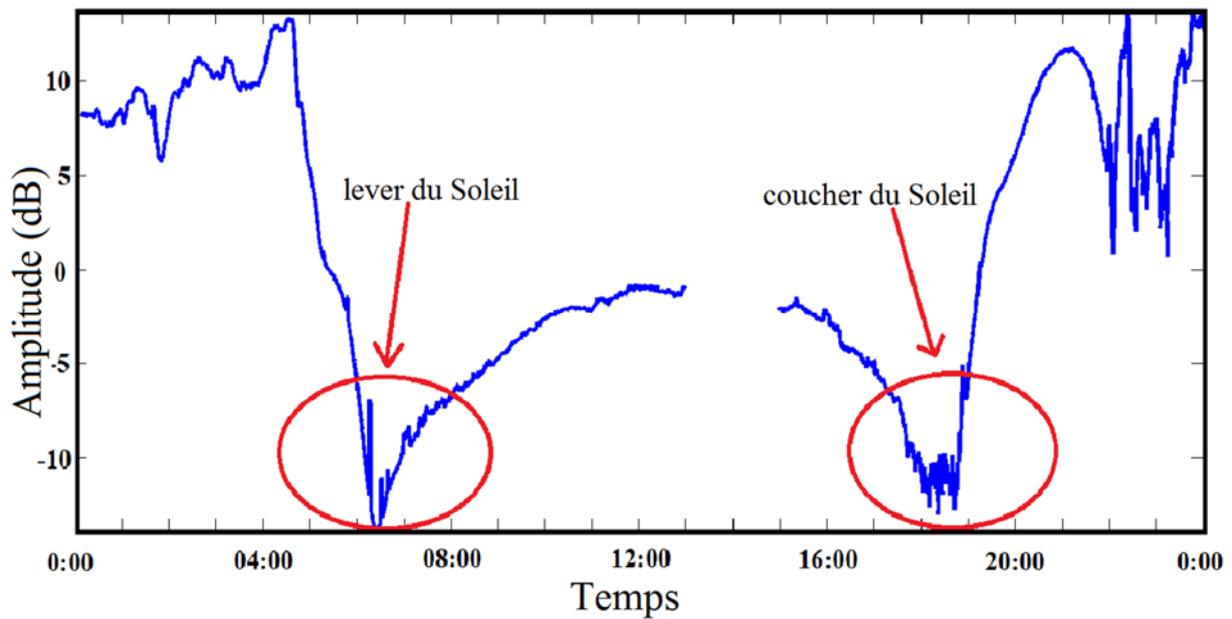


Figure III-6: Enregistrement du signal VLF lors de la journée calme du 15 Avril 2008.

De plus, nous remarquons que l'amplitude du signal enregistrée pendant la nuit est plus importante que celle enregistrée durant le jour. Cela s'explique par le fait que durant la nuit, la réflexion du signal VLF est assurée par la limite inférieure de la couche E et donc le signal parcourt une longue distance sans être fortement absorbé (pas d'électrons à basses altitudes). Alors que pendant le jour, l'ionisation de la couche D varie avec l'altitude. De ce fait, lorsque le taux d'ionisation est inférieur au taux critique nécessaire pour la réflexion du signal VLF, ce dernier est alors absorbé à plus basse altitude comme c'est schématisé sur la **Figure III-7**.

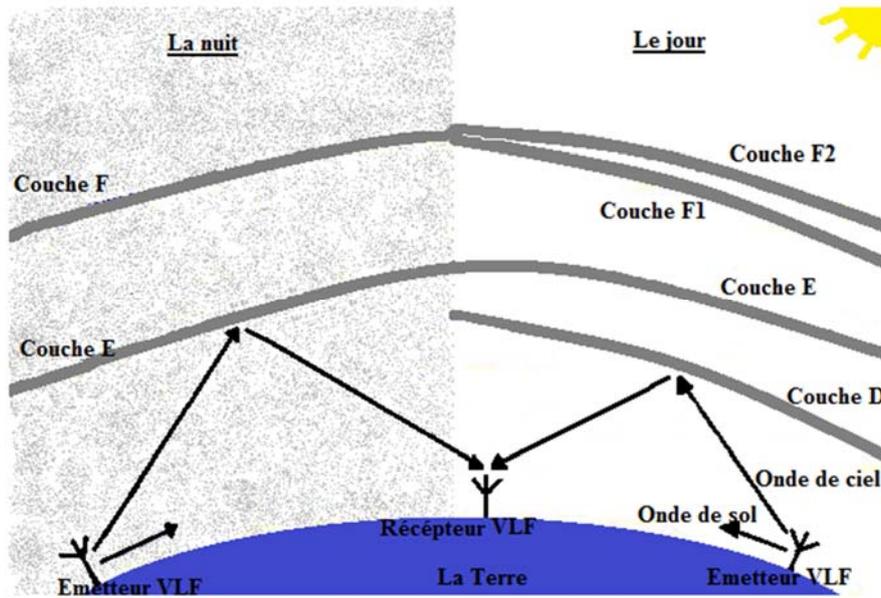


Figure III-7: Schématisation de la propagation des ondes VLF durant le jour et la nuit.

■ L'alternance de saisons

Notre Terre est distante d'environ 150 millions de km du Soleil (1 UA). Elle effectue cependant un tour complet, appelé une révolution, autour de celui-ci en une année (365 jours et 6 h). Elle tourne également sur elle-même autour de l'axe des pôles (ce qui explique l'alternance des jours et des nuits). Cette axe de rotation est incliné d'un angle $\varepsilon=23,43^\circ$ ¹² par rapport à la perpendiculaire au plan de l'écliptique¹³. Cet axe est toujours incliné dans la même direction quelle que soit la position de la Terre sur son orbite autour du Soleil, **Figure III-8**. C'est l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre qui est responsable de l'inégalité du jour et de la nuit ainsi que de la différence de température au cours de l'année suivant la position de la Terre, créant ainsi les saisons. Au cours d'une année, on distingue quatre saisons : automne, hiver, printemps et été. L'inégalité du jour et de la nuit au cours de l'année s'observe partout à la surface de la Terre (sauf pour les lieux situés sur l'équateur, où le jour et la nuit sont égaux toute l'année). La durée variable du jour et de la nuit est fonction de la latitude et du moment de l'année. L'inégalité du jour et de la nuit est maximum aux solstices (le 21 juin et le 21 décembre). Cependant, au solstice de juin, c'est l'été dans l'hémisphère nord (qui

¹² Obliquité de l'écliptique.

¹³ Le plan que fait l'orbite de la Terre autour du Soleil.

est du côté le plus incliné vers le Soleil et qui reste longtemps dans la lumière du Soleil à cause de l'inclinaison de la Terre) où les jours sont plus longs. Alors que c'est l'hiver dans l'hémisphère sud (qui est du côté le moins incliné vers le Soleil qui reste plus longtemps dans l'ombre) où les jours sont plus courts. Au solstice de décembre au contraire, c'est l'hiver dans l'hémisphère nord et l'été dans l'hémisphère sud. Au moment des équinoxes de mars et septembre, le Soleil se trouve exactement dans le plan de l'équateur. En conséquence, les jours et les nuits ont une durée égale en tout point du globe (au printemps et en automne).

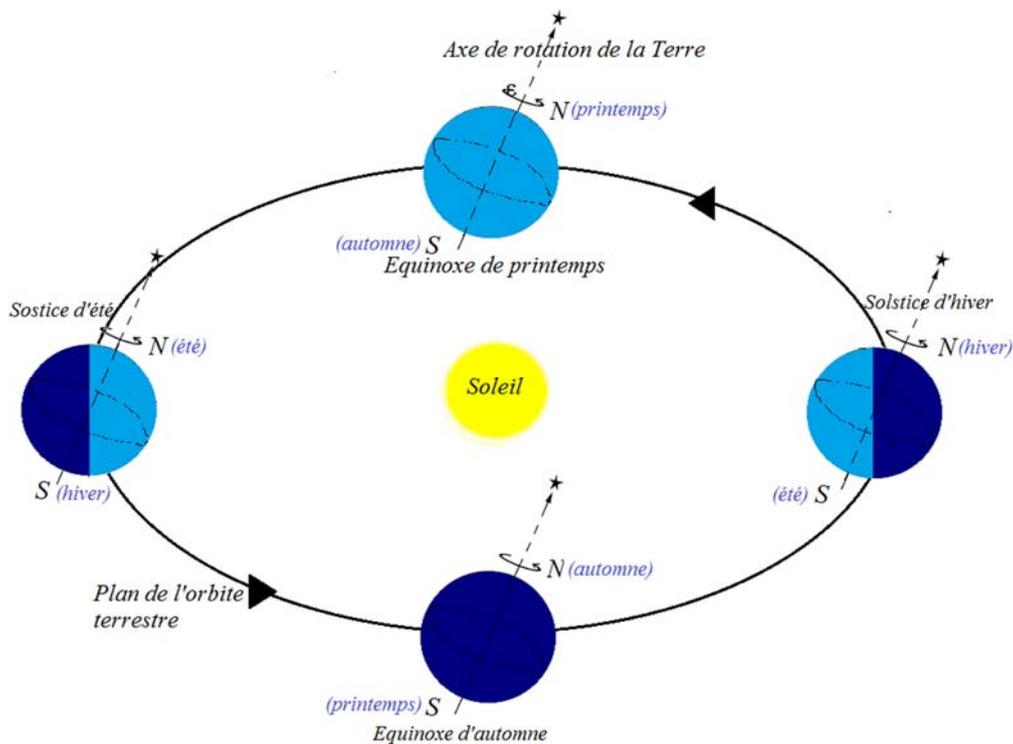


Figure III-8: La révolution de la Terre autour du Soleil selon les quatre saisons.

Pour illustrer cet effet sur le signal VLF, nous avons présenté sur la **Figure III-9** l'amplitude du signal de quatre journées de l'année 2012 représentant chacune l'une des saisons. Ces journées sont le 24 septembre (l'automne) **(a)**, 22 décembre (l'hiver) **(b)**, 27 mars (le printemps) **(c)** et 26 juin (l'été) **(d)**. Néanmoins, le choix des journées est relatif à la disponibilité du bon signal. Sur cette figure il apparaît clairement qu'en hiver le jour est très court. En été le jour est très long. Au printemps et en automne le jour et la nuit sont égaux. En fait ce changement de saisons influe sur l'ionisation de la couche D qui est susceptible aux flux de rayonnement émanant du Soleil. Ce dernier change au cours de l'année du fait de l'obliquité de l'écliptique.

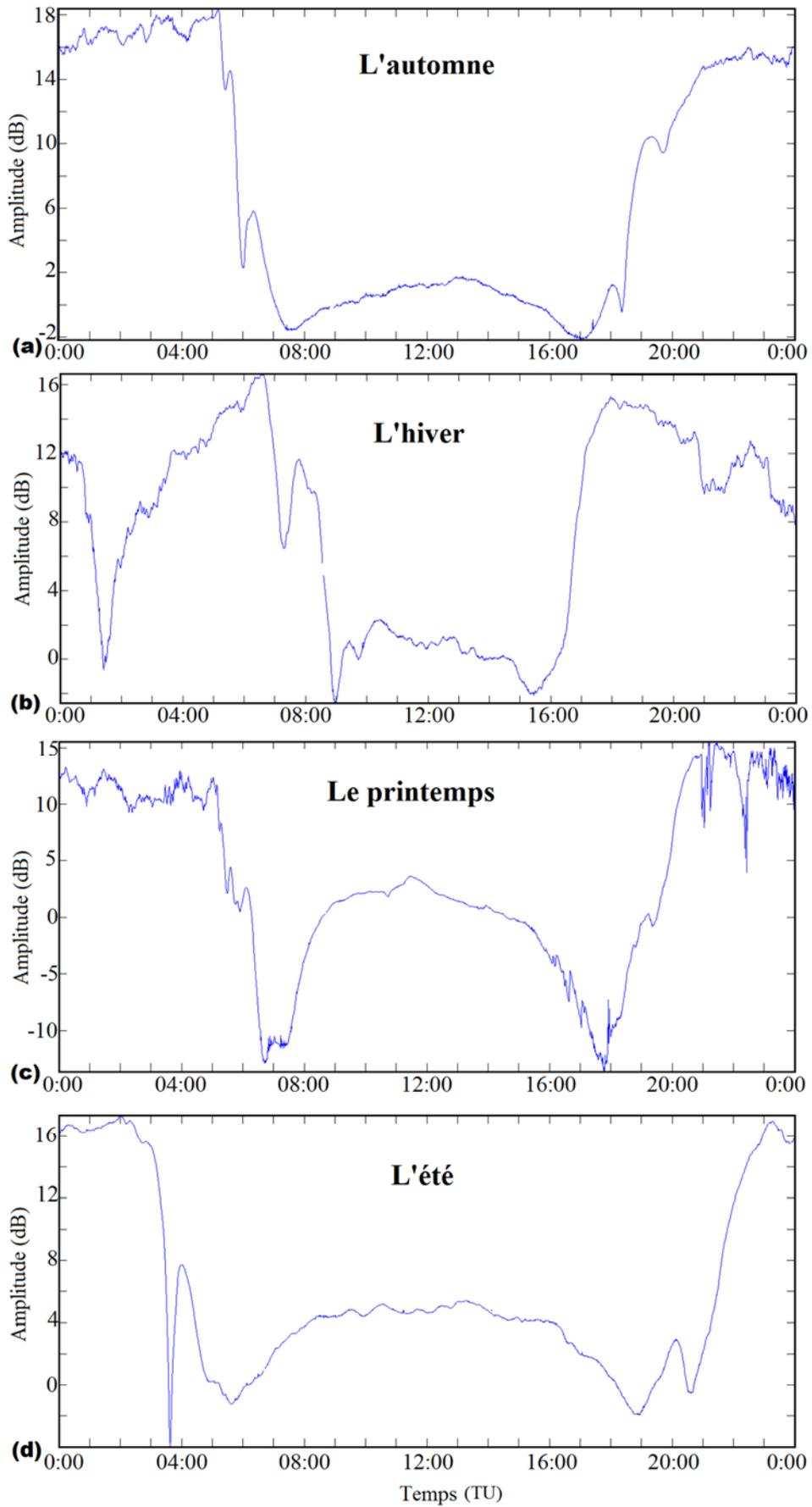


Figure III-9: Le signal VLF enregistré selon les quatre saisons.

Les éruptions solaires

Le flux de rayonnement X émis lors des éruptions solaires parcourt la distance Soleil-Terre et atteint l'atmosphère de la Terre. En plus de l'ionisation normale due au flux permanent dégagé par le Soleil, ce dernier induit une ionisation supplémentaire de la couche D. La signature du flux de rayonnement X dû aux éruptions solaires apparaît sur les signaux VLF comme des variations inhabituelles dans l'amplitude et la phase [Bouderba *et al.*, 2016], ce sont les PDBI. Sur la **Figure III-10**, nous présentons l'enregistrement du signal VLF correspondant à une journée active du Soleil du 05 mai 2012.

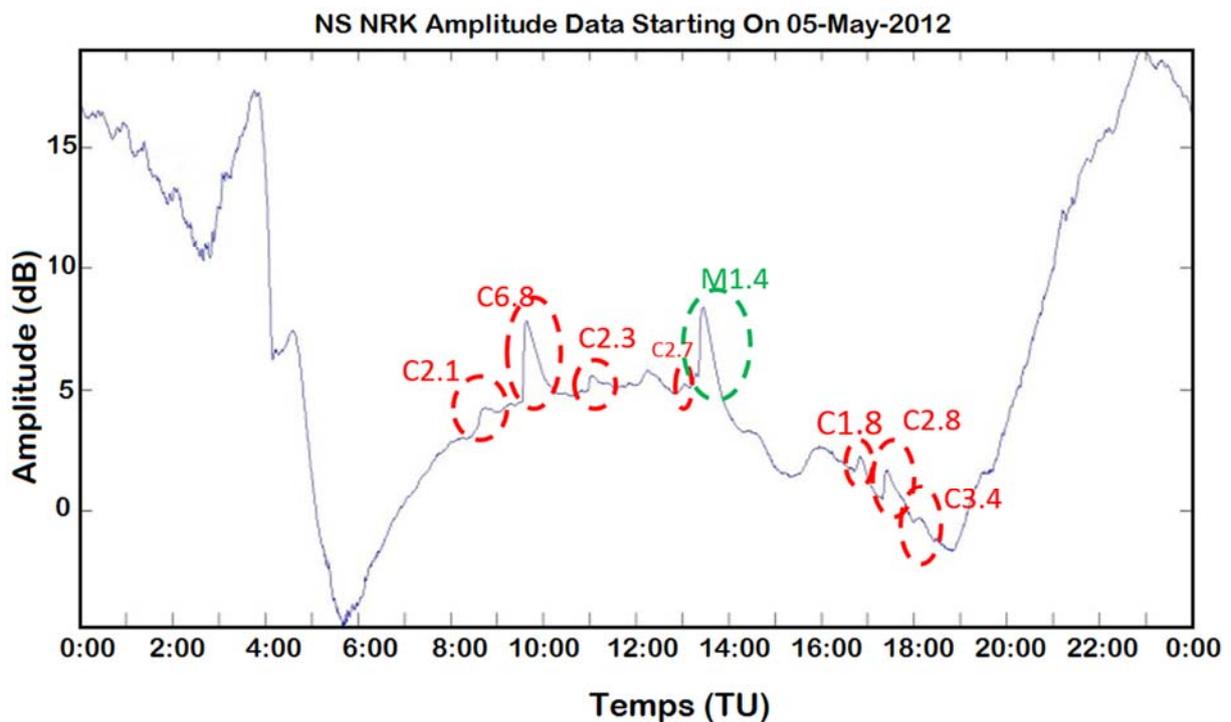


Figure III-10: L'allure du signal VLF lors d'une journée active du Soleil du 05 mai 2012.

Durant cette journée active, en plus des variations au lever et au coucher, le signal VLF présente plusieurs PDBI. En faisant la corrélation avec les rapports de la NOAA, ces PDBI correspondent aux éruptions solaires de classes (C1.8, C2.1, ..., C6.8, ...M1.8). Toutefois, elles apparaissent sous forme de crêtes (ou pics) correspondant au maximum du flux de rayonnement solaire mesuré par les satellites GOES comme reporté sur les

rapports de la NOAA. Cependant, le rayonnement émis lors de l'éruption fait diminuer la hauteur de réflexion des ondes VLF au niveau de la couche D et réduire par conséquent l'absorption du signal. De ce fait, il en résulte une modification de l'amplitude mesurée.

Comme les processus d'ionisation et de recombinaison ne sont pas instantanés, le maximum de la perturbation sera observé sur le signal VLF avec un léger retard par rapport au temps indiqué par les satellites GOES. Néanmoins, plusieurs facteurs conditionnent ces décalages. Ils sont dus à l'arrivée des rayons X sur la couche D, l'intensité du rayonnement, la formation de la nouvelle hauteur de réflexion, le niveau d'ionisation précédents la perturbation, ... Ce retard est généralement de 1 à 5 minutes sur le début de l'éruption.

Par contre la perturbation se poursuivra après le temps de la fin de l'éruption indiqué par les satellites GOES. L'effet quant à lui peut se poursuivre durant une heure ou plus après la fin de l'éruption.

Effectivement, Le rayonnement émis lors de l'éruption fait diminuer la hauteur de réflexion des ondes VLF au niveau de la couche D et réduire par conséquent l'absorption du signal. De ce fait, il en résulte une modification de l'amplitude et la phase mesurées.

Dès que le rayonnement ionisant cesse, la PBDI se termine et la propagation radio redevient normale, dès lors que les électrons disparaissent par le processus de perte (la recombinaison et l'attachement).

Chapitre IV

■ Résultats du traitement de données et du code « LWPC »

IV.1 Sélection des éruptions solaires

Comme la couche D est une couche diurne (existe durant le jour), il est judicieux de sélectionner pour ce travail que les éruptions solaires entre le lever et le coucher du Soleil de la ville d'Alger.

Toutefois, parmi les différentes classes d'éruptions solaires enregistrées par les satellites GOES (A, B, C, M et X), seules les éruptions solaires de classes C, M et X sont considérées dans ce travail. Ceci est dû au fait que les perturbations dues aux éruptions de classes A et B sont très faibles et pourront être masquées par le bruit de fond. De ce fait, nous avons sélectionné 2341 éruptions solaires de classes : C, M et X durant la période : 2007-2013, de la phase montante du cycle solaire actuel (Cycle 24). Nous avons représenté sur la **Figure IV-1** l'histogramme de ces éruptions solaires répertoriées durant cette période.

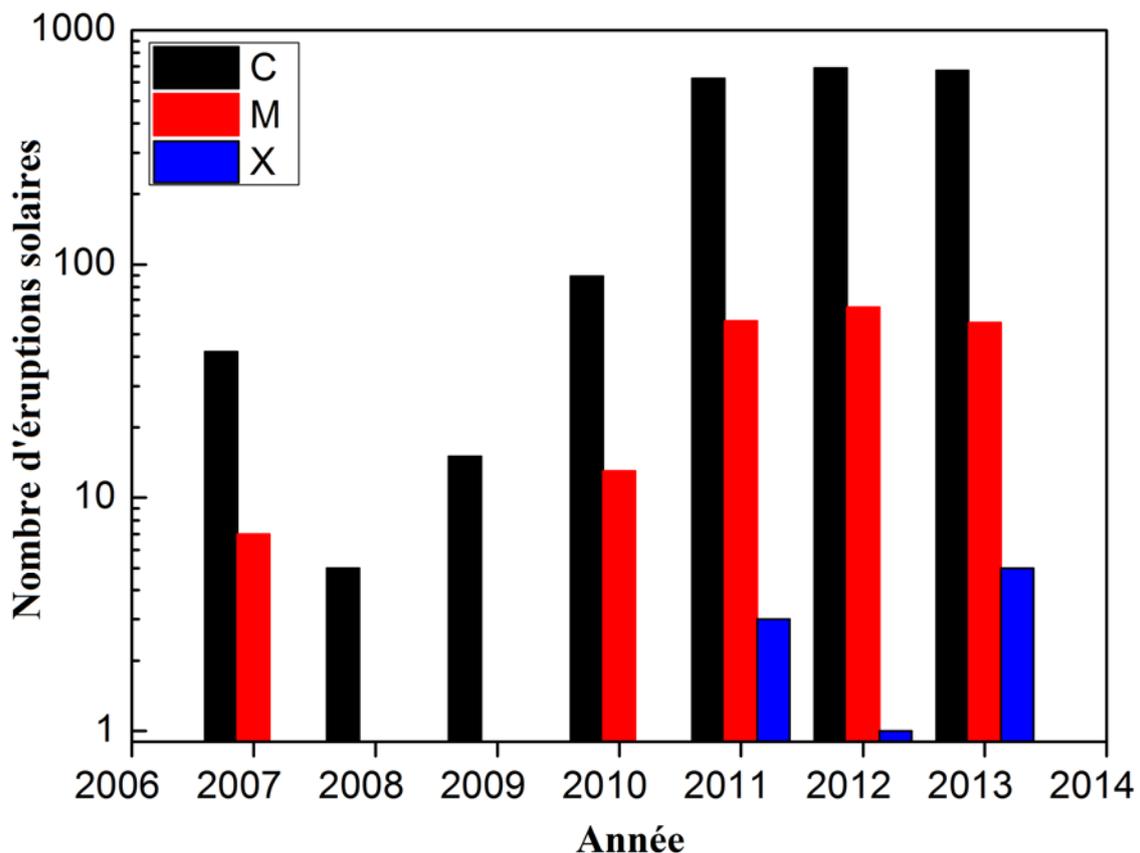


Figure IV-1: L'histogramme des éruptions solaires (C, M et X) sélectionnées entre le lever et le coucher du Soleil à Alger pour la période 2007-2013.

Cet histogramme montre que l'activité solaire pour les années 2007, 2008 et 2009 était relativement faible. Plus particulièrement l'année 2008, qui correspond à la période calme du cycle actuel. Durant cette année seule cinq éruptions solaires de classes C ont été enregistrées. Cependant, la phase croissante du cycle (24) a débuté en 2008. A partir de 2010, le nombre d'éruptions solaire de classes C et M a commencé à augmenter considérablement. En 2011, 2012 et 2013 des éruptions de classes X ont été également enregistrées. La plus intense éruption solaire du cycle actuel s'est produite le 09 août 2011. Elle est de la classe X6.9. A priori, la CME associée à cette forte éruption solaire n'était pas dirigée vers la Terre. Par conséquent il n'y a pas eu d'orage magnétique puissant qui pouvait causer des risques aux appareils spatiaux en orbite.

Parmi toutes les éruptions sélectionnées, nous avons considéré les événements dont les paramètres de perturbations mesurés sont respectivement supérieurs aux valeurs seuils de 0.2 dB en amplitudes et de 1° en phase [Bouderba *et al.*, 2016]. Le choix de ces critères était fait dans le but de sélectionner des cas où les perturbations associées ne soient pas confondues avec le bruit de fond. Sur la **Figure IV-2**, nous montrons un exemple d'une perturbation d'amplitude < 0.2 dB engendrée par une éruption solaire de classe C1.7 et produite le 13 mai 2013 à 10 :37 (TU).

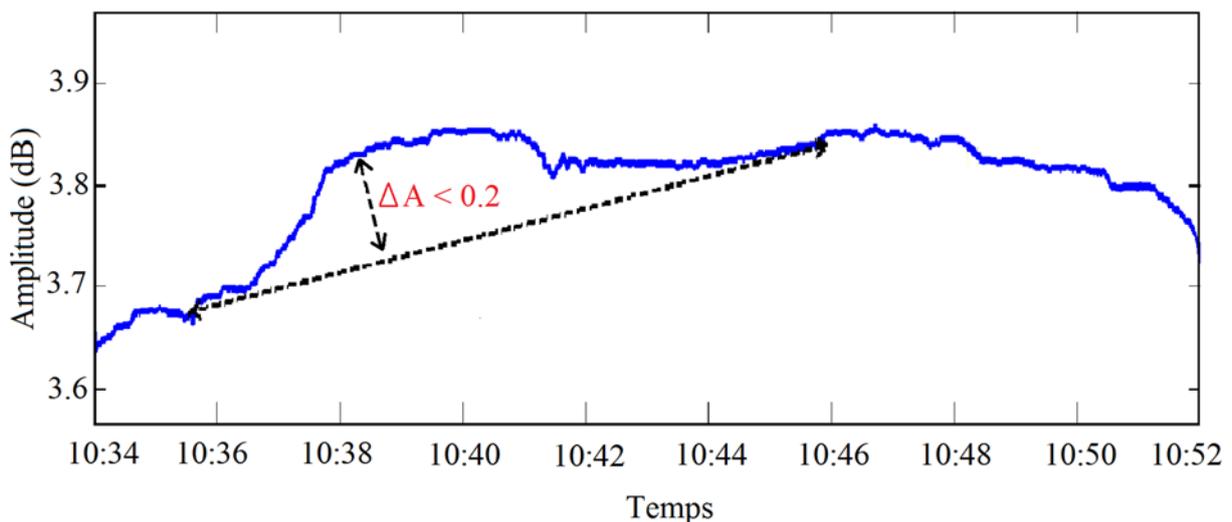


Figure IV-2: Exemple d'une perturbation d'amplitude < 0.2 dB causée par une éruption de classe C1.7.

De plus, nous avons considéré les éruptions solaires isolées (un seul événement enregistré), ou bien deux éruptions solaires suffisamment éloignées dans le temps (soit,

le temps entre les deux événements très grand) afin que la couche D retourne à l'état d'équilibre. Ce choix est dicté par le fait que durant la période de forte activité solaire, plusieurs éruptions peuvent se produire au même moment ou bien successivement. Suite à cela, la couche D est perturbée en continue. En conséquence, le signal VLF enregistré montre un chevauchement de plusieurs perturbations. Ceci peut induire une surestimation de la densité électronique. Un exemple d'événements non isolés associés à deux éruptions solaires successives de classes C5.6 et C6.0, produites le 30 avril 2012, est présenté sur la **Figure IV-3**. Il apparaît clairement, sur cette figure, que l'éruption C6.0 s'est chevauchée à l'éruption C5.6. Cependant la couche D n'est pas encore retournée à l'état d'équilibre suite à la perturbation de l'éruption C5.6 que l'éruption C6.0 s'est produite et a causé une ionisation supplémentaire de la couche D.

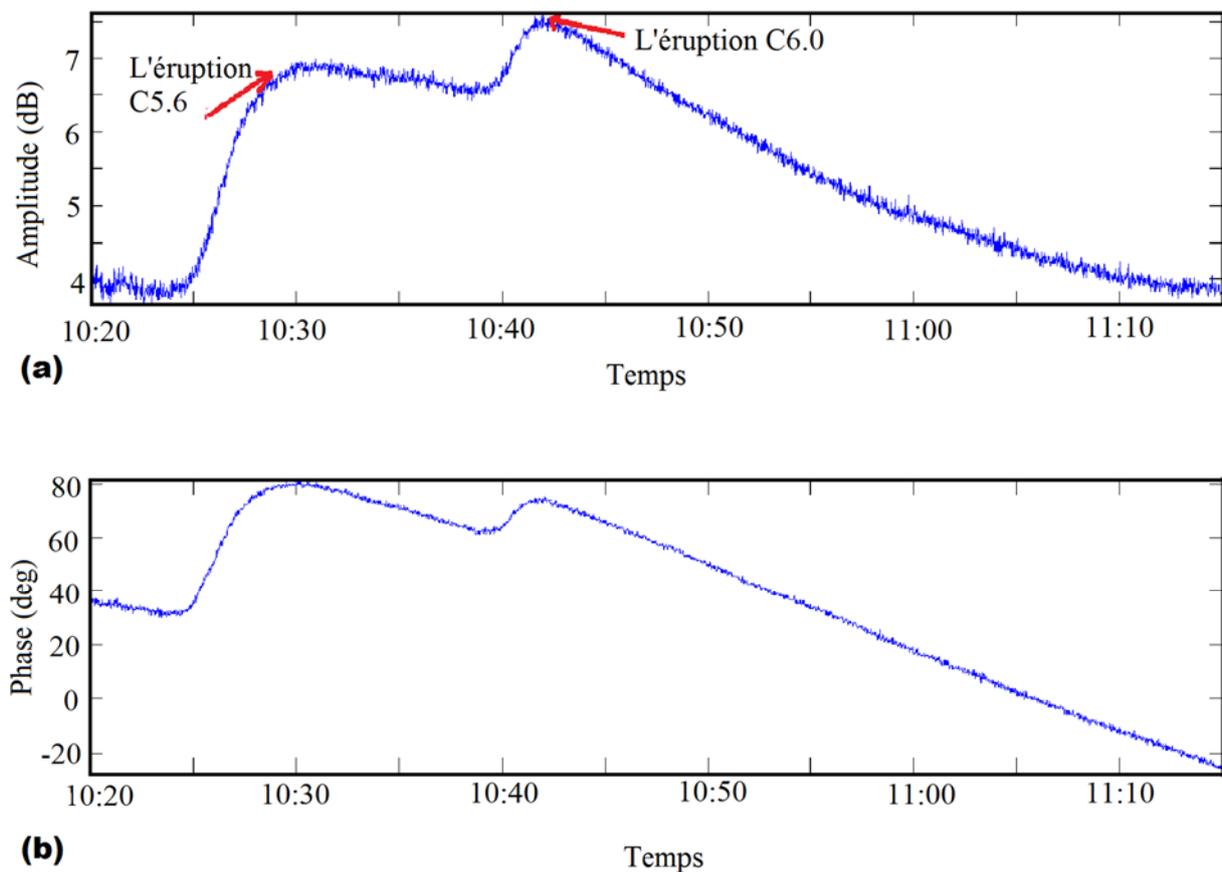


Figure IV-3: Enregistrement d'événements non isolés lors d'une journée active du Soleil.

Nous avons pris également les événements permettant de mesurer simultanément les deux paramètres de la perturbation du signal, en l'occurrence l'amplitude et la phase.

Car la simulation de la densité électronique avec le code « LWPC » requiert les valeurs de ces deux paramètres. Or parfois l'un /les paramètres ne sont pas détectables sur le signal en raison de : coupures d'électricité, maintenance de l'émetteur, le signal est assez bruité ..., etc.

Sur la **Figure IV-4**, nous avons présenté un exemple de perturbation engendrée par la forte éruption de classe X2.8 produite le 13 mai 2013 à 16 :01 (TU). Cette figure montre le cas où la perturbation est mesurable en amplitude mais ne l'est pas en phase. Comme il existe d'autres cas où la perturbation en phase est mesurable mais pas en amplitude. Dans le cas extrême, la perturbation n'est mesurable ni en amplitude ni en phase.

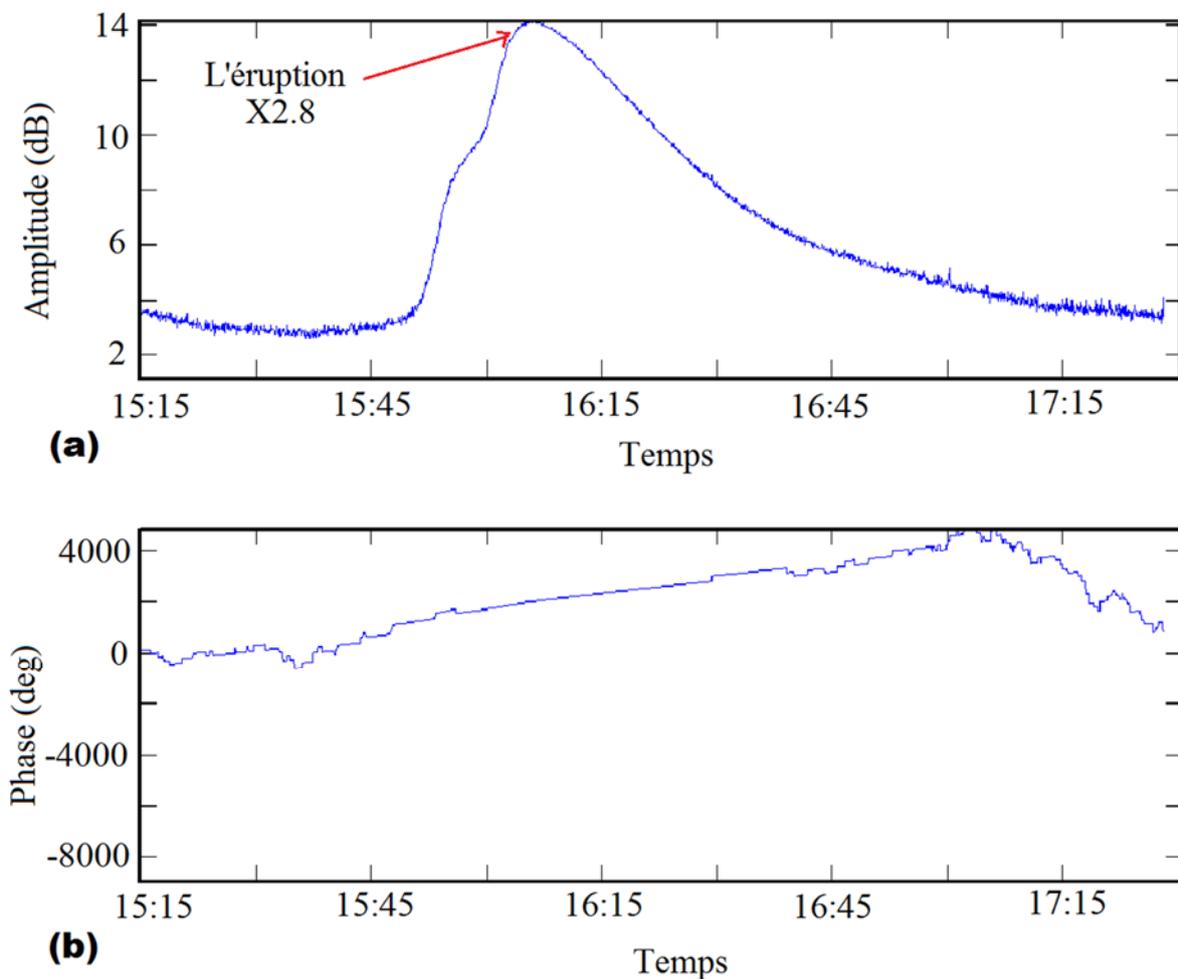


Figure IV-4: Un exemple de perturbation causée par l'éruption X2.8 mesurable en amplitude mais pas en phase.

Une autre condition importante dans le choix des événements est que le chemin NRK-ALG doit être totalement éclairé. Pour cela, nous n'avons pas considéré les événements

proches du coucher et lever du Soleil. Ce choix est fait afin d'éviter que l'une des antennes (l'émetteur ou le récepteur) soit dans le jour et l'autre antenne soit dans la nuit. Bien que l'amplitude et la phase soient mesurables sur le signal, la détermination des paramètres de Wait par le code « LWPC » serait impossible, car le signal effectuera une propagation diurne suivie d'une propagation nocturne et vice versa. Cependant, pour notre étude le code « LWPC » est réglé sur la propagation diurne.

IV.2 Perturbations dues aux éruptions solaires

■ Détermination des paramètres de perturbation

Une fois, que toutes ces conditions sont prises en considération, le nombre d'éruptions solaires à traiter est réduit alors à 330 événements.

Nous allons déterminer les paramètres de la perturbation du signal en amplitude et en phase ($\Delta A_m, \Delta P_m$). Ces paramètres sont déterminés, à partir du signal, par la soustraction des valeurs ambiantes du signal ($A_{ambient}, P_{ambient}$) des valeurs perturbées au maximum de la crête ($A_{pert, max}, P_{pert, max}$). Ils sont données par:

$$\Delta A_m = A_{pert,max} - A_{ambient} \quad (\text{IV. 1})$$

$$\Delta P_m = P_{pert,max} - P_{ambient} \quad (\text{IV. 2})$$

Cette étape de calcul est cruciale dans l'étude des perturbations du signal VLF dues aux éruptions solaires. Car ces paramètres seront utilisés pour obtenir les paramètres de Wait qui à leur tour sont nécessaires pour la détermination de la densité électronique pour la modélisation de la couche D.

Nous avons présenté sur la **Figure IV-5** l'allure du signal VLF présentant une PDBI. Où nous avons pris comme exemple le flux d'éruption solaire $I_{max} = 6.9 \cdot 10^{-4}$ (W/m²) correspondant à la classe X6.9. Cette éruption a eu lieu le 09 août 2011 à 08 :05 (TU). En faisant la corrélation entre les PDBI apparaissant sur le signal VLF le l'enregistrement de GOES, nous appliquons les formules (IV. 1) et (IV. 2) pour déterminer les paramètres de perturbations correspondants.

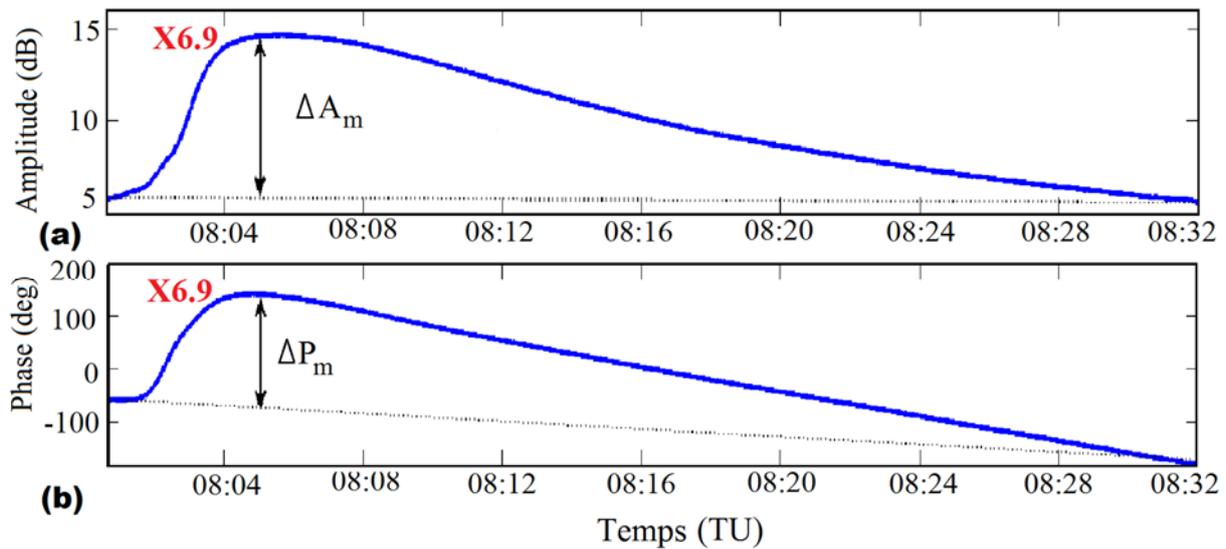


Figure IV-5: L'allure du signal VLF en amplitude (a) et en phase (b) lors de la puissante éruption solaire de la classe X6.9.

Il est observé sur cette figure que les temps du début, du maximum et de la fin de la perturbation sont décalés par rapport à ceux enregistrés par GOES (début 07 :48 TU ; max 08 :05 TU ; fin 08 :08 TU) [<ftp://ftp.swpc.noaa.gov>]. En effets, ces temps sont relevés sur le signal VLF : (début 08 :01 TU ; max 08 :06 TU ; fin 08 :30 TU). Ce décalage entre le temps prélevé et le temps enregistré est dû au temps que met la production d'électrons pour atteindre la densité critique nécessaire pour réfléchir les ondes VLF dans la couche D. En effet, l'ionisation de l'atmosphère est compensée par les processus de pertes. Cependant, le temps pour atteindre la densité critique diminue quand l'intensité du flux de l'éruption augmente, d'une part. D'autre part, le temps de retour à l'état normal (à l'équilibre) à partir du maximum est plus important sur le signal VLF que celui enregistré par GOES entre le maximum et la fin de l'éruption solaire. Ceci est dû aux temps caractéristiques de recombinaison et d'attachement des constituants de l'atmosphère.

L'ensemble des paramètres de perturbations calculés sur les 330 événements sélectionnés, nous permet d'obtenir les tracés des paramètres de perturbations (ΔA , ΔP) en fonction du flux solaire de rayons X, comme présenté sur la **Figure IV-12**. Cette figure nous montre que les paramètres de perturbations (l'amplitude(a) et la phase (b)) augmentent avec l'augmentation du flux des éruptions solaires.

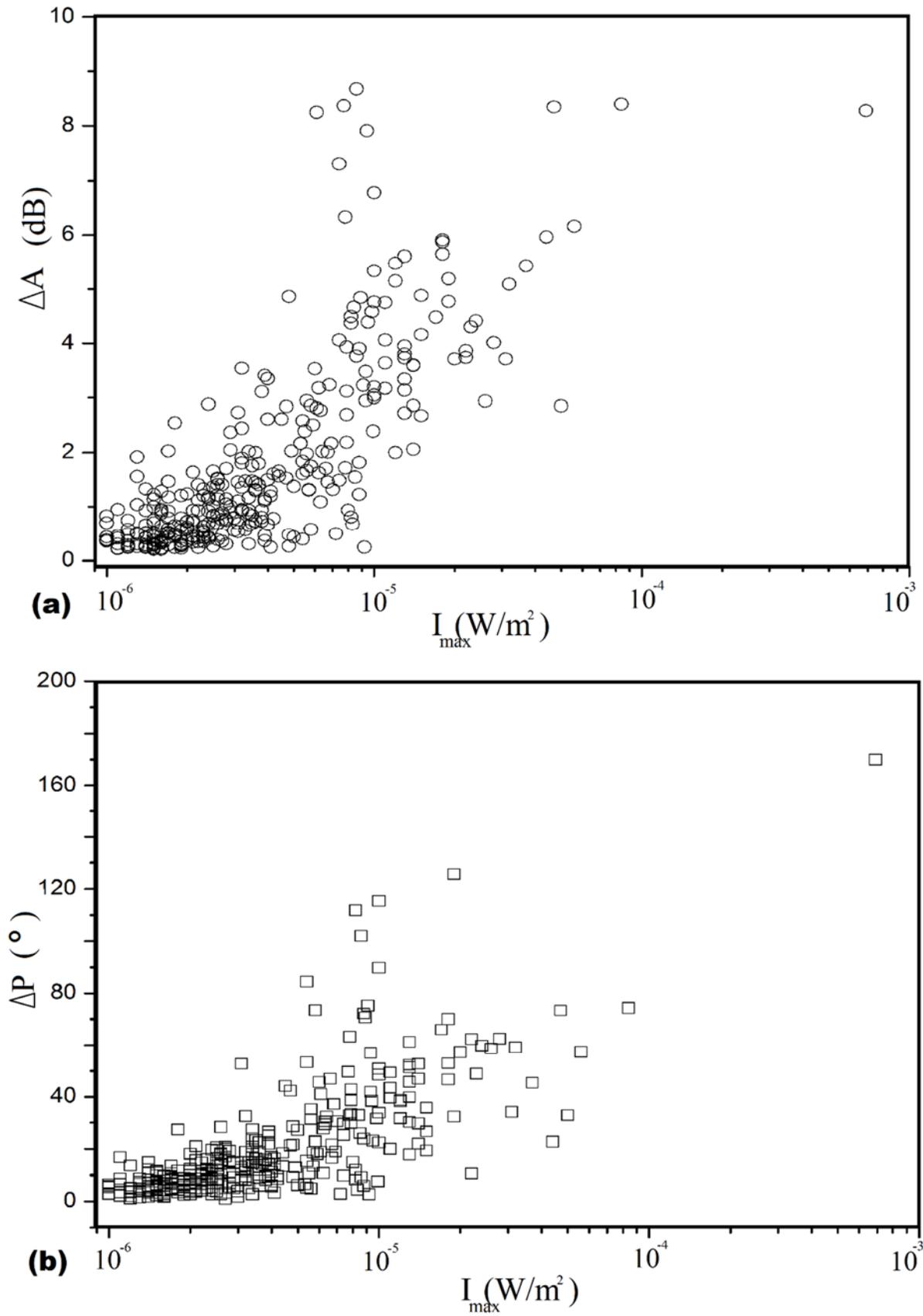


Figure IV-6: Les tracés des paramètres de perturbation (ΔA , ΔP) en fonction du flux solaire.

Détermination des paramètres de Wait

Pour la détermination des paramètres de Wait, nous devons effectuer plusieurs étapes de simulation avec le code « LWPC ». Où nous prélevons d'abord sur le code « LWPC » les valeurs simulées des paramètres non perturbés en amplitude et phase ($A_{1(LWPC)}$, $P_{1(LWPC)}$). Ensuite, nous rajoutons à ces valeurs celles mesurées sur le signal VLF perturbé lors de l'éruption solaire (ΔA_m , ΔP_m). Nous obtenons alors les valeurs des paramètres simulés de la perturbation en amplitude et phase ($A_{2(LWPC)}$, $P_{2(LWPC)}$), qui sont données par :

$$A_{2(LWPC)} = A_{1(LWPC)} + \Delta A_m \quad (\text{IV. 3})$$

$$P_{2(LWPC)} = P_{1(LWPC)} + \Delta P_m \quad (\text{IV. 4})$$

Ensuite, dans le code « LWPC », nous changeons les valeurs de H' et β par une procédure d'itération jusqu'à ce que les paramètres simulés (ΔA_{LWPC} , ΔP_{LWPC}) soient très proches des valeurs mesurées (ΔA_m , ΔP_m), telles que :

$$\Delta A_{LWPC} = A_{2(LWPC)} - A_{1(LWPC)} \approx \Delta A_m \quad (\text{IV. 5})$$

$$\Delta P_{LWPC} = P_{2(LWPC)} - P_{1(LWPC)} \approx \Delta P_m \quad (\text{IV. 6})$$

Pour raffiner d'avantage nos résultats, nous avons fixé un seuil où la différence entre les paramètres de l'amplitude et la phase mesurées expérimentalement et simulées théoriquement doit satisfaire la condition suivante [Bouderba et al., 2016]:

$$|\Delta A_m - \Delta A_{LWPC}| < 0.1 \text{ dB et } |\Delta P_m - \Delta P_{LWPC}| < 0.2^\circ.$$

Une fois cette condition est assurée, nous prélevons alors les paramètres de Wait. Cette procédure est répétée au cas par cas sur les 330 évènements choisi auparavant. Sur la **Figure IV-7** nous avons représenté les variations de H' et β en fonction du flux solaire. D'une vue globale, nous remarquons que H' diminue lorsque le flux des éruptions solaires augmente. Par contre β augmente avec le flux croissant des éruptions solaires. En revanche, nous remarquons que certaines éruptions solaires élevées (de classe M) modifient H' et β de même ordre de grandeur que les éruptions solaires faibles (classe C).

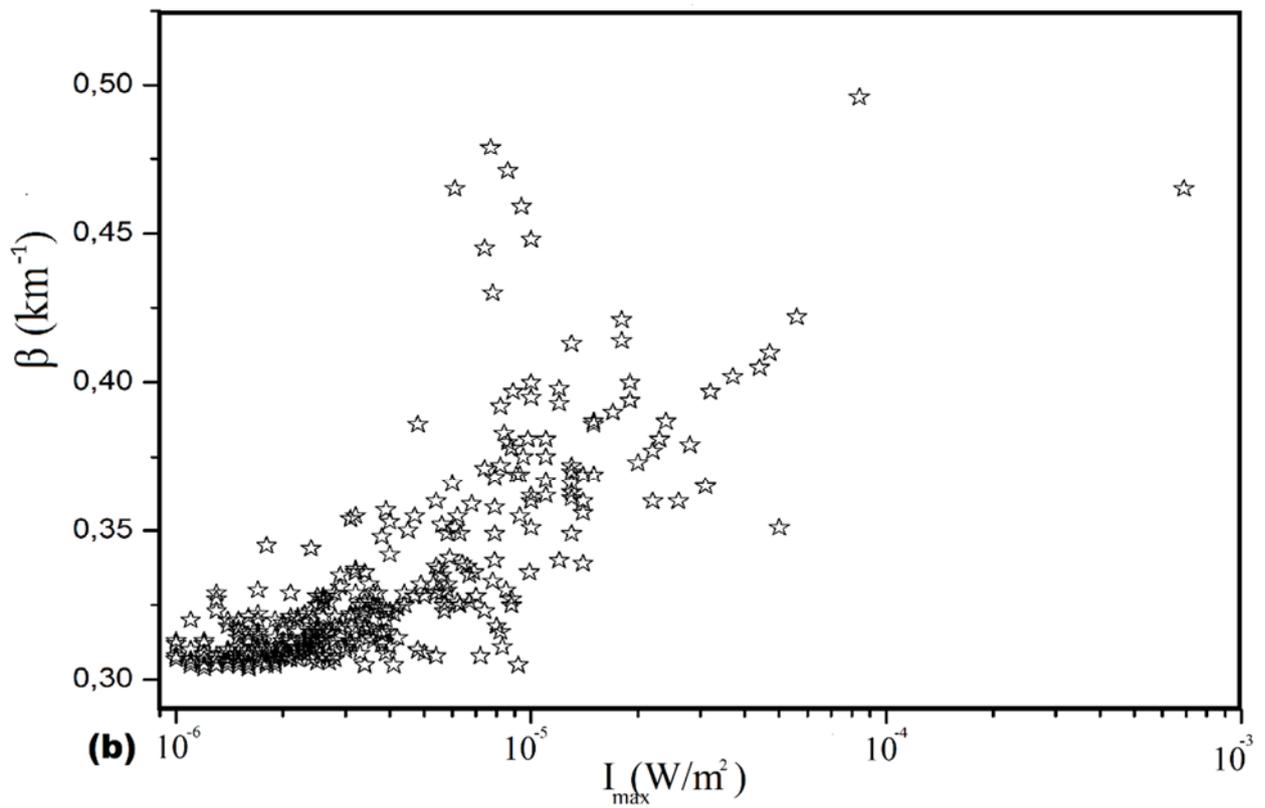
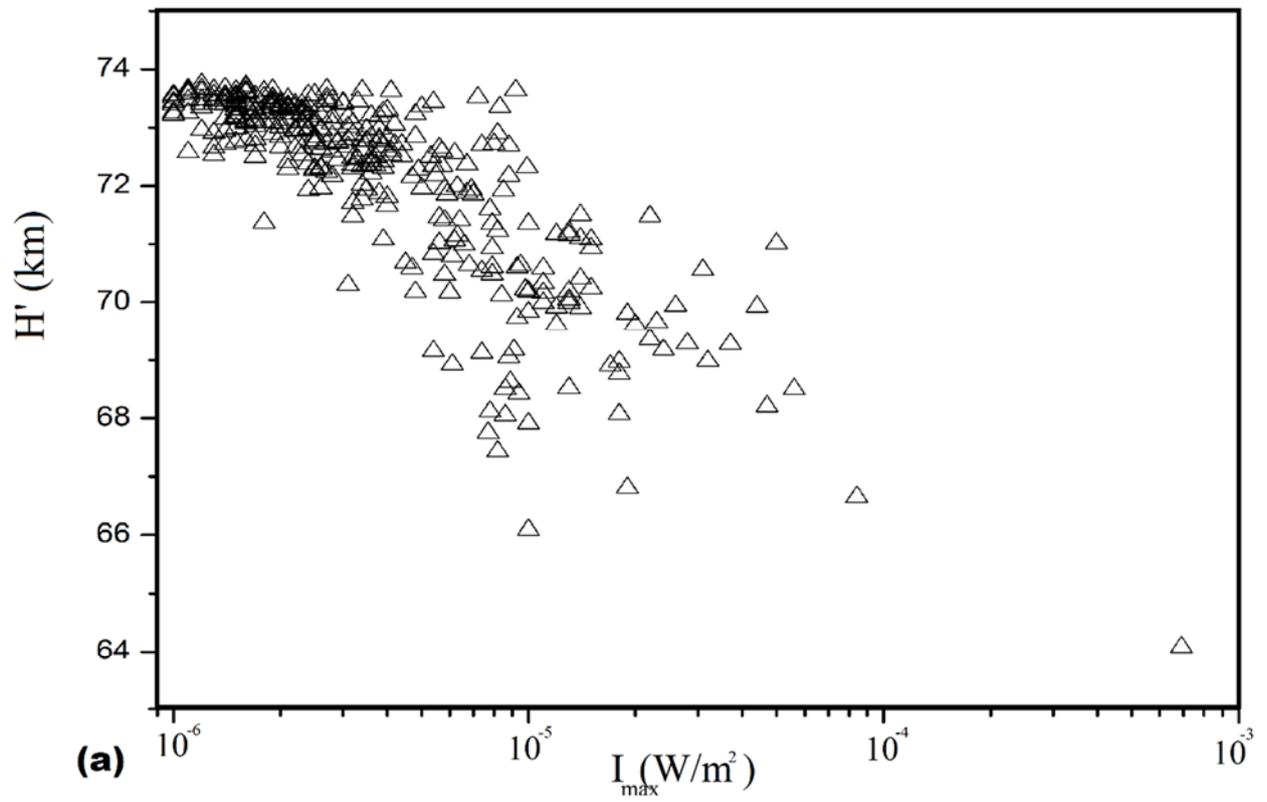


Figure IV-7: L'évolution des paramètres de Wait (H' , β) en fonction du flux solaire.

Une fois les paramètres de Wait déterminés, ces derniers seront insérés dans la formule de Wait établie précédemment (II. 1) [Wait and Spies, 1964] afin d'obtenir la densité électronique N_e (m^{-3}). L'évolution de la densité électronique dans la couche D en fonction du flux solaire, à la hauteur $z=74$ km, est présentée sur la **Figure IV-8**. Nous remarquons que N_e augmente avec l'augmentation du flux des éruptions solaires. Cependant le même comportement relevé sur les paramètres de Wait est constaté sur l'évolution de la densité où certaines éruptions solaires élevées modifient N_e de même ordre de grandeur que les éruptions solaires faibles. Cela étant expliqué par le fait que ces éruptions solaires fortes se sont produites à des χ élevés, et vice versa. Donc le flux du rayonnement incident, sous l'effet de la projection, est réduit et ne cause pas par conséquent une grande ionisation de la couche D. Pour remédier à ce désagrément nous allons montrer dans la section suivante l'effet χ sur l'ionisation de la couche D, et par conséquent l'intérêt de le fixer.

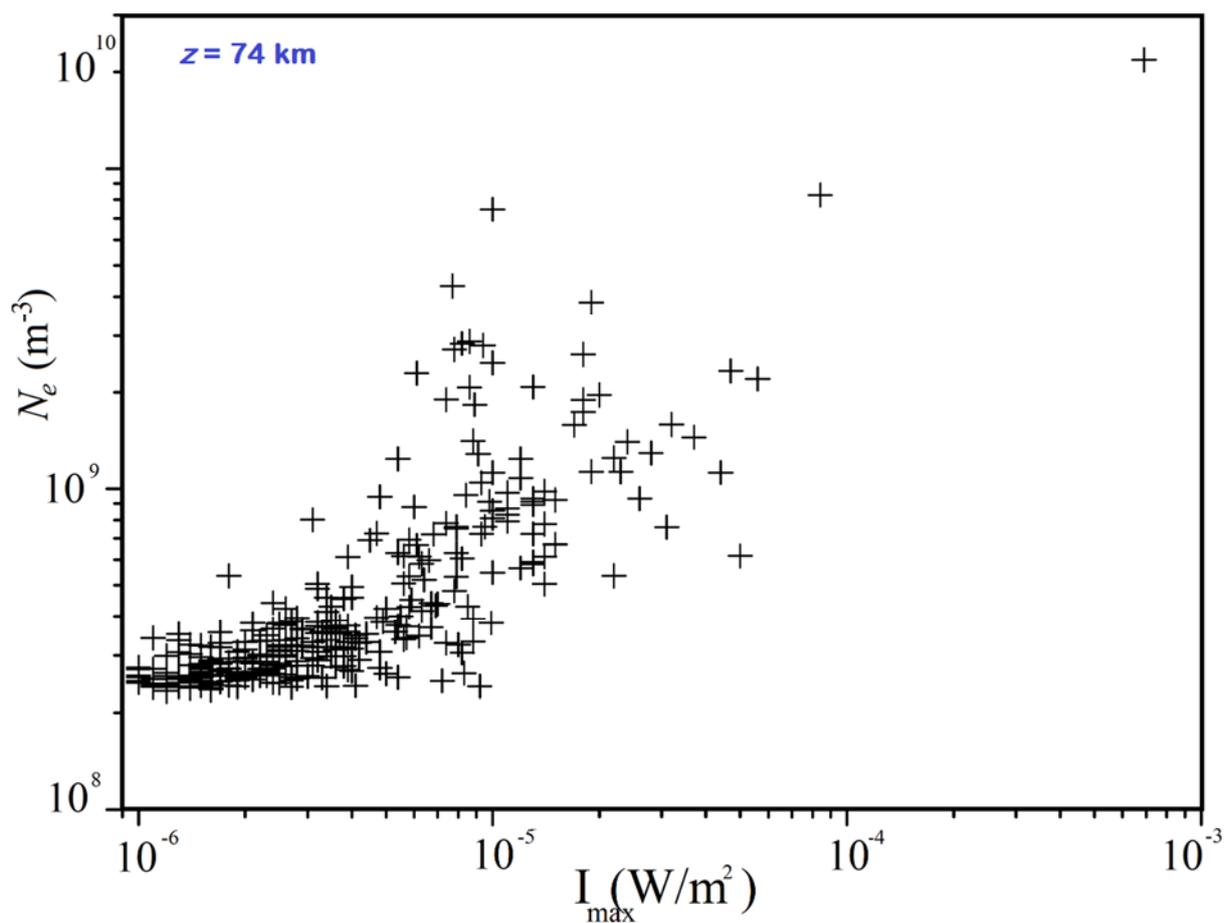


Figure IV-8: L'évolution de la densité électronique en fonction du flux solaire à $z=74$ km.

L'effet de χ sur la perturbation du signal

Un intérêt particulier est accordé au rôle de l'angle solaire zénithal (χ) sur l'estimation précise des perturbations ionosphériques. Toutefois, selon la théorie de Chapman [Chapman, 1931], l'ionisation de l'ionosphère est proportionnelle à l'intensité du rayonnement solaire, à la densité des espèces neutres et à l'angle solaire zénithal. Pour effectuer une étude qualitative précise de la perturbation de la région D due aux éruptions solaires, le seul paramètre que l'on puisse manipuler est χ . Pour illustrer l'effet de ce paramètre, nous avons tracé sur la **Figure IV-9** le flux des éruptions solaires de la classe C (de C1 à C9) enregistrées entre le lever et le coucher du Soleil ($-90^\circ \leq \chi \leq 90^\circ$) et qui ont produit approximativement le même ordre de grandeur de la densité électronique $N_e \approx (2,66 \pm 0.33) * 10^8 \text{ m}^{-3}$.

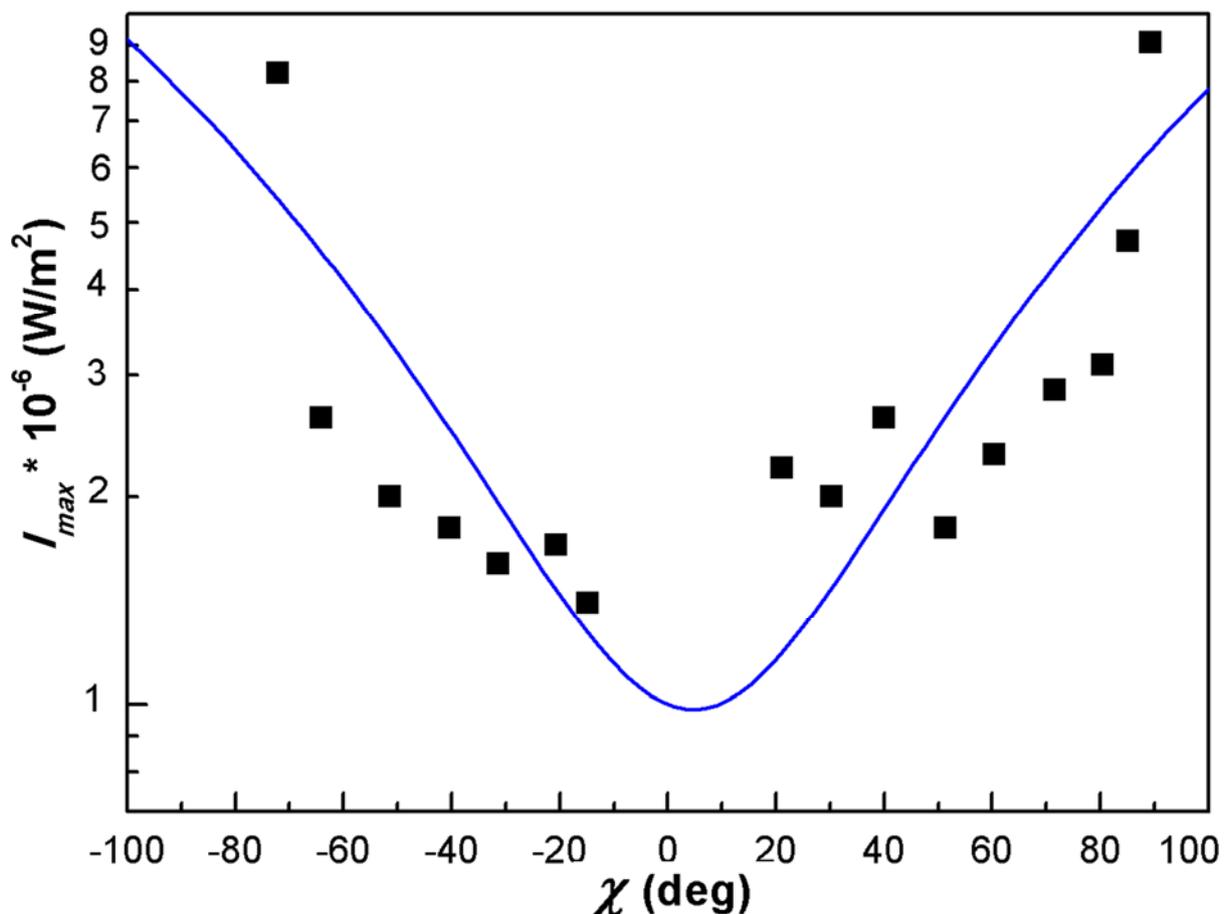


Figure IV-9: Des éruptions de classe C produisant le même ordre d'ionisation en fonction de χ . Où le trait bleu représente le fit polynomiale.

D'après la figure, nous relevons que la même densité électronique est produite par une éruption de classe C8 enregistrée à $\chi = -70^\circ$ et une éruption de classe C1.2 enregistrée à $\chi = -19^\circ$. Dans la même conjoncture, nous représentons sur la **Figure IV-10** l'évolution de la densité électronique en fonction de χ pour les deux classes d'éruptions solaires C et M. Il apparaît clairement que N_e présente de fortes variations journalières. Par exemple, une densité électronique de l'ordre de $7.6 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$ est produite par l'éruption de classe C7.9 à $\chi = -20,42^\circ$ ainsi que par l'éruption de classe M3.1 à $\chi = -45,46^\circ$.

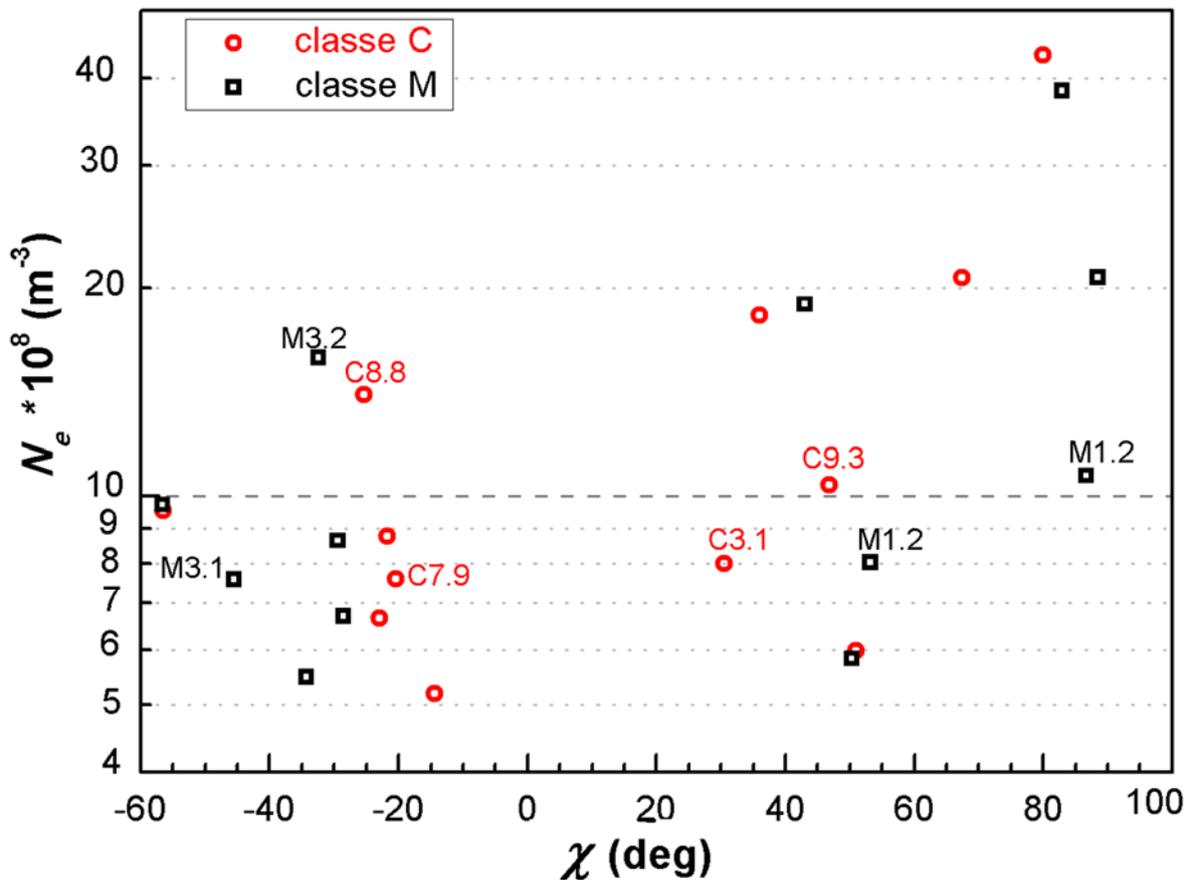


Figure IV-10: Différentes classes d'éruptions produisant la même densité électronique.

Par conséquent, ces deux graphes montrent clairement le rôle primordial du paramètre χ dans le processus d'ionisation. Cependant, dans le cadre de la météorologie spatiale, nous sommes amenés à connaître plus précisément la quantité d'ionisation produite lors d'une éruption solaire, la nouvelle hauteur de réflexion H' ainsi que le terme de conductivité β . Par conséquent, parmi tous les paramètres dont dépend le taux d'ionisation, seul le paramètre χ peut être fixé. Parmi les valeurs de χ couvrant

l'intervalle $[-90^\circ, +90^\circ]$, notre choix s'est porté sur la valeur de $\chi = -(40^\circ \pm 5^\circ)$. Ce choix permet d'avoir les événements couvrant une grande étendue de classes d'éruptions solaires s'étalant de C1.2 jusqu'à X6.9 parmi les 330 événements que nous avons présélectionnés. De ce fait, les résultats que nous présentons dans la section suivante seront basés sur le nombre d'événements restreint à 30. Dont : 26 événements de classe C, 03 événements de classe M et 01 événement de classe X.

■ Les résultats à $\chi = -40^\circ$

Dans cette section nous allons présenter les résultats des différents paramètres : $(\Delta A_m, \Delta P_m)$, (H', β) et N_e en fonction du flux d'éruptions solaire à χ fixe, **Figure IV-11**, **Figure IV-12**, **Figure IV-13**. Cependant l'évolution de ces différents paramètres présente des profils plus clairs. Ce qui nous permettra d'analyser et d'interpréter les graphes d'une manière plus adéquate. Sur la **Figure IV-11 (a et b)**, les paramètres de perturbations $(\Delta A_m, \Delta P_m)$ augmentent avec l'augmentation du flux d'éruptions solaires. Sur la **Figure IV-12**, la hauteur de réflexion du signal VLF diminue jusqu'à 64,08 km lors de la forte éruption solaire de classe X6.9 ($6.9 \times 10^{-4} \text{ W / m}^2$) (a). Alors que β augmente jusqu'à $0,465 \text{ km}^{-1}$ pour la même éruption (b). Sur la **Figure IV-13**, la densité électronique évolue exponentiellement avec l'altitude.

En effet, d'après les tracés, en plus de l'évolution de ces paramètres qui varie en fonction de l'intensité du flux des éruptions solaires, nous remarquons que pour des éruptions solaires inférieures à l'éruption de classe C4, les variations de tous les paramètres ne sont pas significatives. Par contre pour des éruptions de classes supérieures à C4 les variations deviennent très importantes. Ce comportement est expliqué par le fait qu'à faibles éruptions solaires ($<C4$), le flux d'énergie atteignant l'atmosphère n'est pas suffisant pour maintenir l'ionisation à basses altitudes car les processus de recombinaisons sont très importants. De ce fait, les paramètres de Wait ainsi que la densité électronique ne changent pas significativement par rapport à leurs valeurs ambiantes. Au-delà de l'éruption de classe C4, le flux d'énergie déposé commence à devenir suffisant pour maintenir un taux d'ionisation élevé à basses altitudes pouvant réfléchir le signal VLF plus bas.

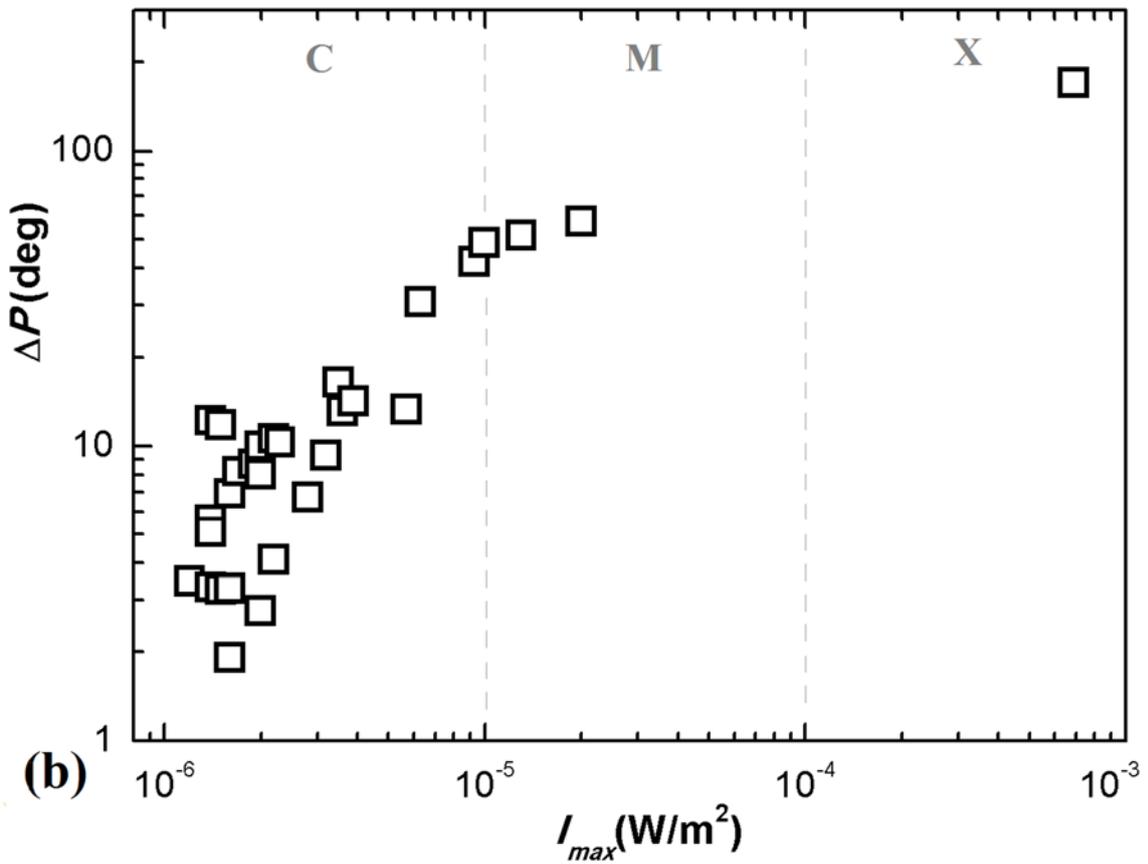
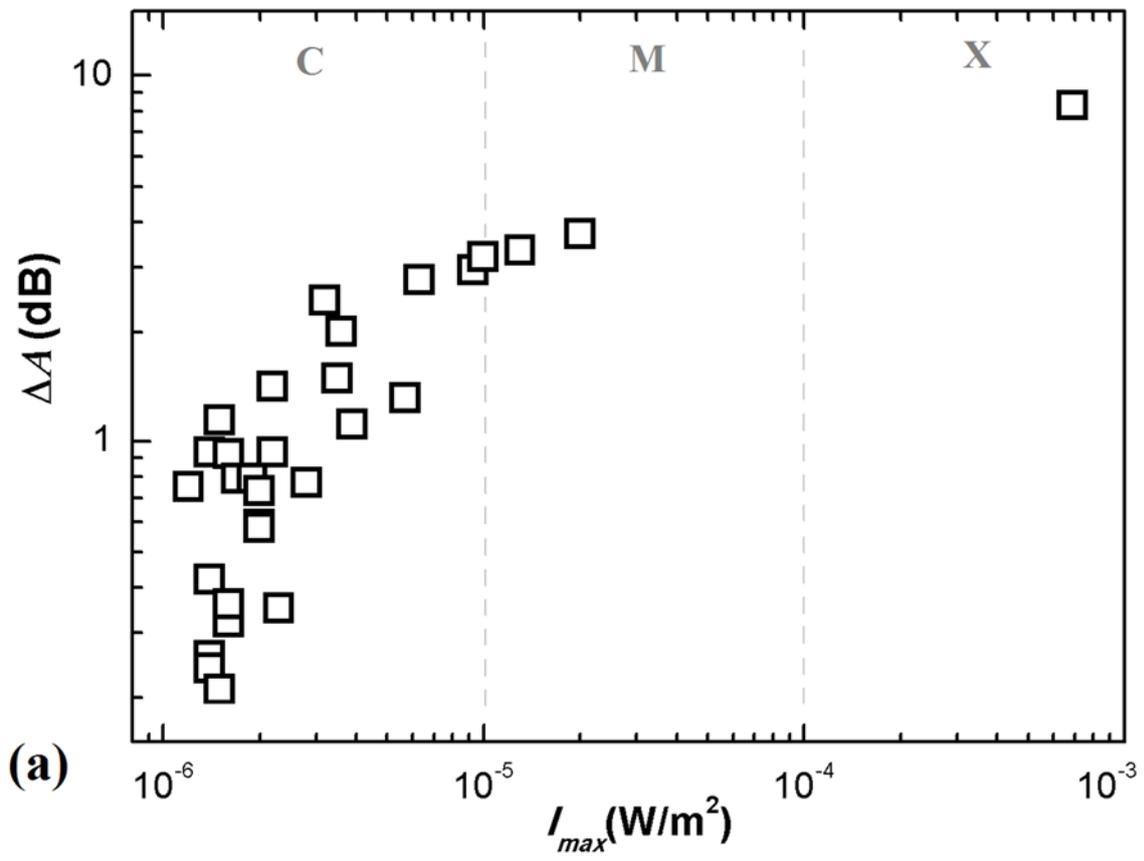


Figure IV-11: Les profils des paramètres de perturbations (ΔA , ΔP) à $\chi = -40^\circ$.

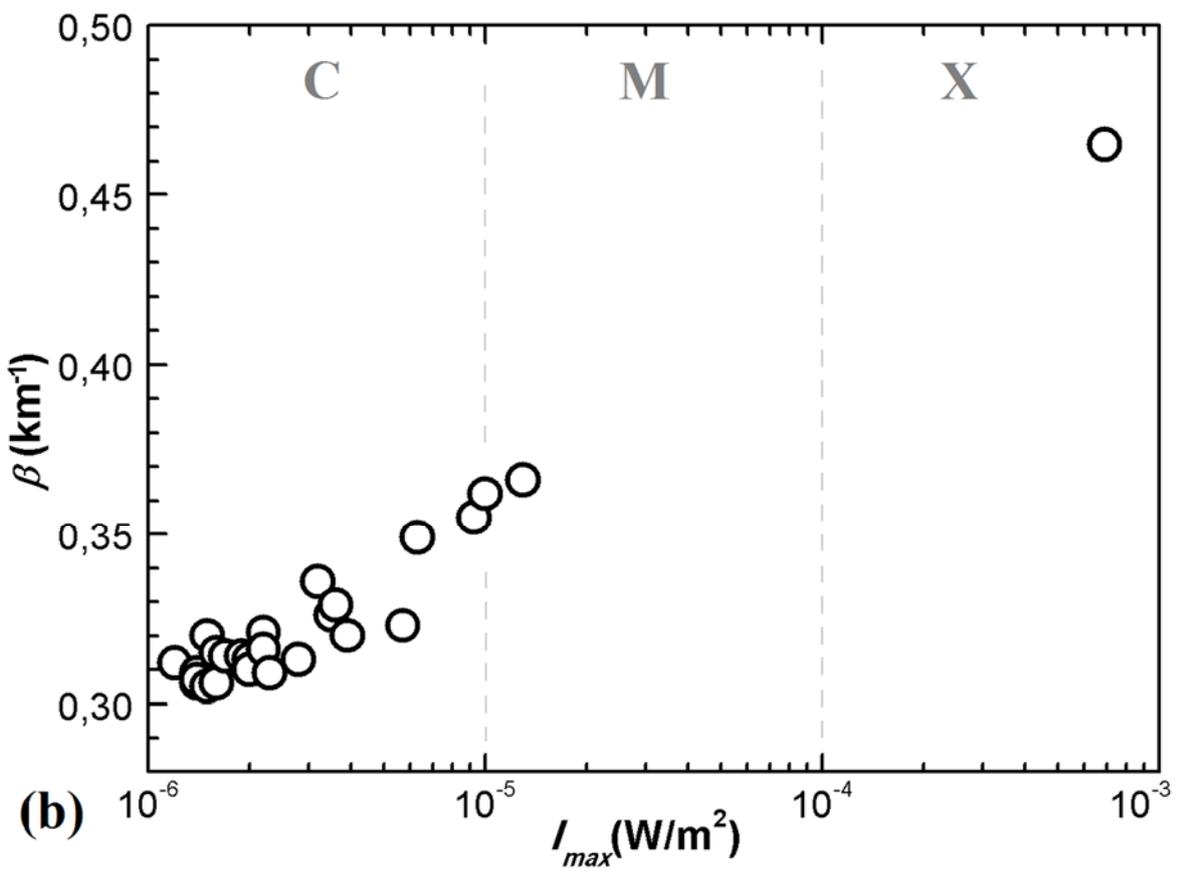
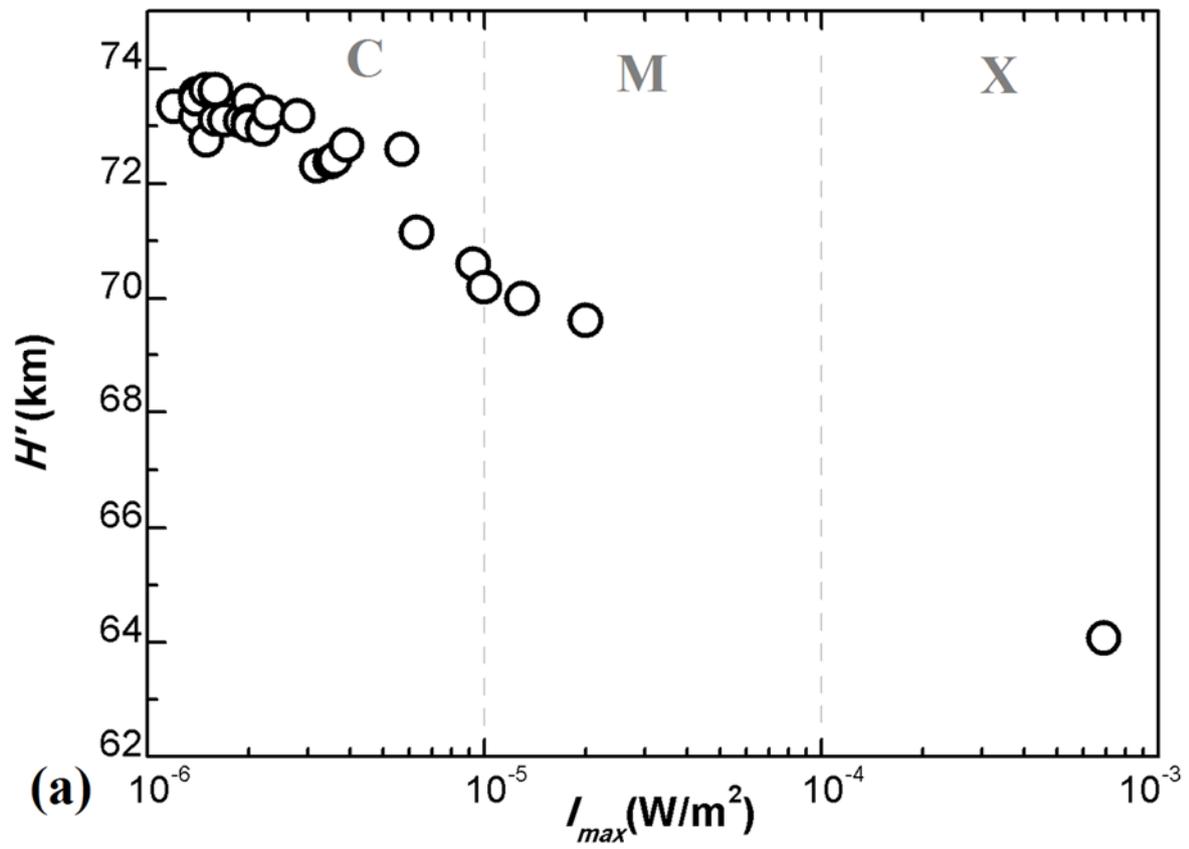


Figure IV-12: Les profils des paramètres de Wait (H' , β) à $\chi = -40^\circ$.

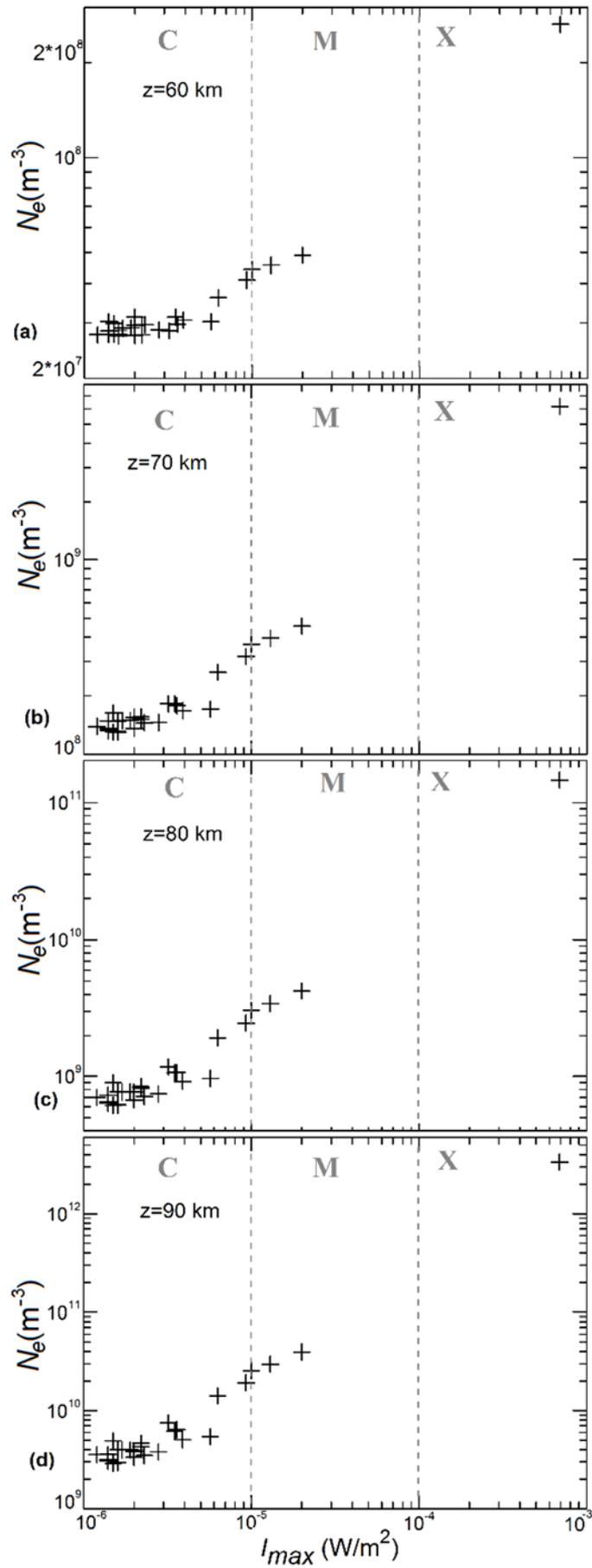


Figure IV-13: L'évolution de N_e à $\chi=-40^\circ$ pour différentes hauteurs z .

Sur la **Figure IV-14**, nous avons tracé les profils de la densité électronique en fonction de la hauteur. Où nous avons représenté l'état ambiant de la couche D (en absence des éruptions solaires) en ligne continue et l'état perturbé lors des éruptions solaires de différentes classes. A savoir : l'éruption C1.2 produite le 13 juin à 08 :17 (TU) représentée par une ligne discontinue, l'éruption M1.0 produite le 27 avril 2012 à 08 :21 (TU) représentée par une ligne discontinue-pointillée et l'éruption X6.9 produite le 09 août 2011 à 08 :05 (TU) représentée par une ligne pointillée. Ces différents profils montrent qu'une faible éruption solaire n'augmente pas significativement la densité électronique. Cela étant clairement observable lors de l'éruption C1.2 où la densité électronique correspondante est très proche de la densité ambiante. Par contre, les éruptions solaires de flux plus important entraînent des augmentations plus importantes de la densité électronique dans la région D.

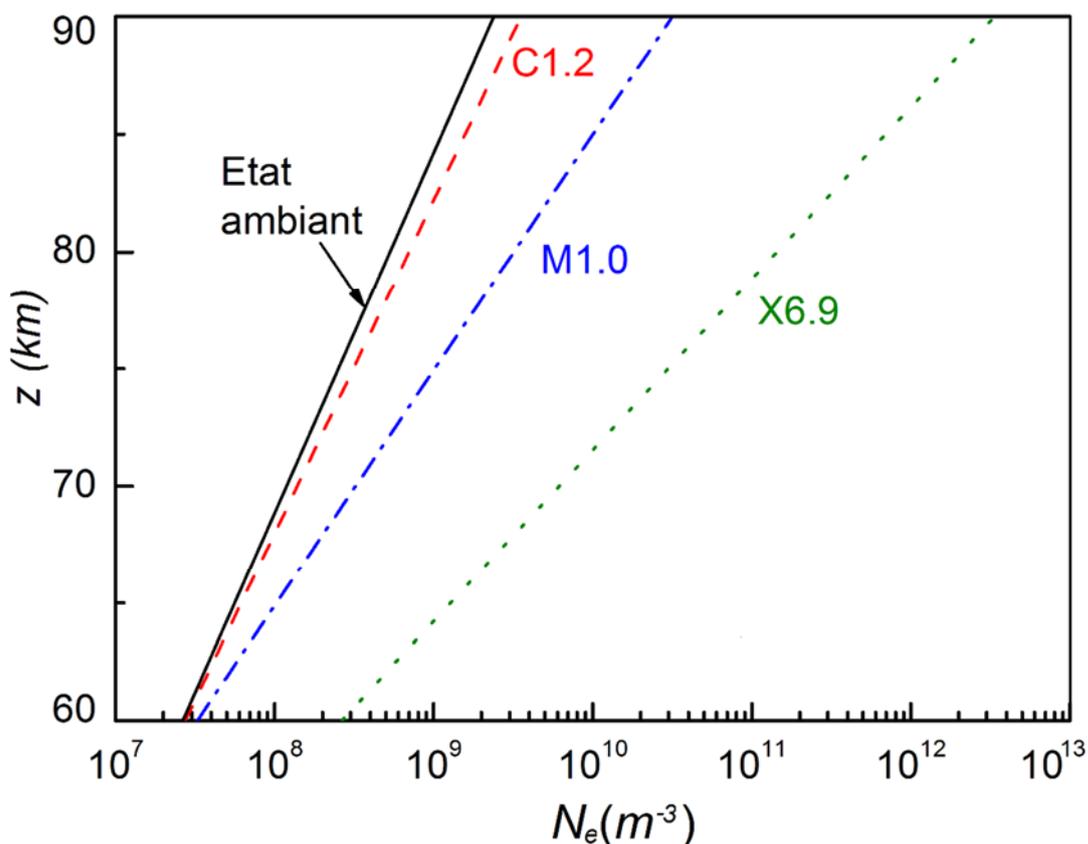


Figure IV-14: La variation de la densité électronique en fonction de la hauteur.

IV.3 Etude du comportement modal du signal

La perturbation du signal VLF peut présenter des allures positives (crête haute) ou négatives (crête basse). Toutefois, les explications trouvées dans la bibliographie sur cet aspect ne sont pas très claires [*Grubor et al., 2005 ; 2008*]. D'où la nécessité de clarifier à travers cette contribution ce comportement du signal.

En effet, un exemple de cet aspect est montré sur la **Figure IV-15**, où nous avons montré des perturbations enregistrées par le R_{ALG} sur quatre chemins différents : NRK-ALG, GQD-ALG, DHO-ALG et NSC-ALG **(a)**. Nous avons trouvé que la perturbation du signal due à l'éruption de classe C3.8, enregistrée le 10 février 2010, a causé une crête haute pour les chemins GQD-ALG, DHO-ALG **(b)**. Par contre, cette même éruption a causé une crête basse sur les chemins NRK-ALG et NSC-ALG **(b)**. En revanche, nous avons trouvé que la perturbation du signal due à une autre éruption de classe M5.0, enregistrée le 22 mai 2013, a causé une crête haute pour les chemins NRK-ALG, GQD-ALG et NSC et une crête basse sur le chemin DHO-ALG **(c)**.

Toutefois, nous pouvons constater d'ores que le signe de la perturbation ne dépend pas de l'importance du flux d'éruption solaire. Cependant, nous avons attribué ce changement d'allure au comportement modal du signal qui change en fonction de la distance de propagation entre l'émetteur et le récepteur.

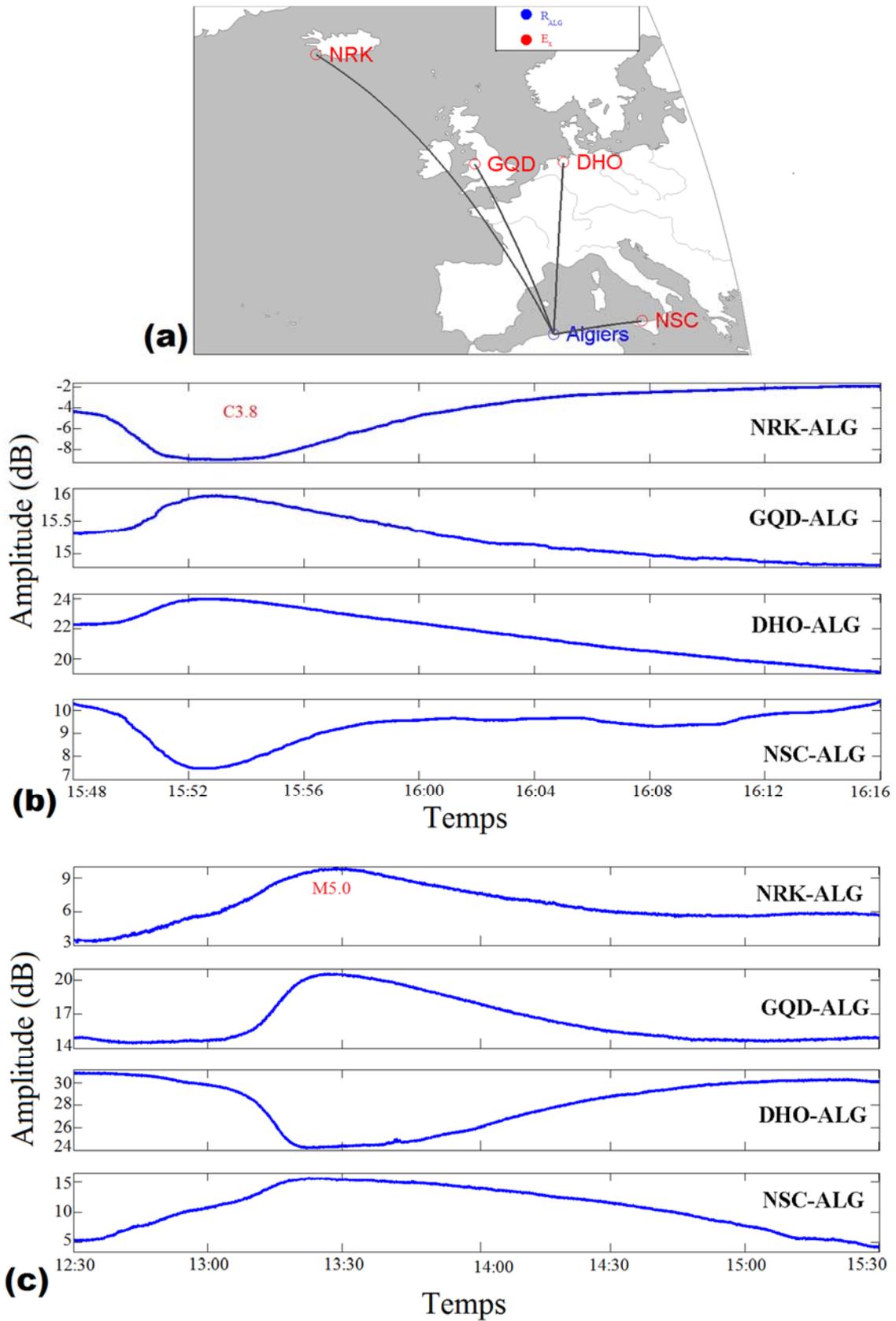


Figure IV-15: Différentes allures de perturbations dues aux éruptions solaires C3.8 et M5.0 enregistrées sur plusieurs chemins.

Nous avons exploité les résultats de la simulation par le code « LWPC » pour reproduire les paramètres de la perturbation (l'amplitude et la phase) en fonction de la distance et la composition modale. Nous avons représenté sur la **Figure IV-16** le signal VLF ambiant indiqué par une ligne continue, ainsi que le signal perturbé dû à trois éruptions solaires de différentes classes : une éruption faible (C1.2) produite le 13 juin à 08 :17 (TU) et représentée par une ligne discontinue. Une éruption moyenne M1.0 produite en 27 avril 2012 à 08 :21 (TU) et représentée par une ligne discontinue-pointillée. Enfin une forte éruption X6.9 produite le 09 août 2011 à 08 :05 (TU) et représentée par une ligne pointillée.

A partir de cette figure, nous remarquons que les paramètres du signal subissent une atténuation en fonction de la distance [**Crombie, 1965**]. Toutefois les paramètres du signal dus à la faible éruption (C1.2) sont presque superposés au signal ambiant. Par contre les paramètres du signal dus à la moyenne éruption (M1.0) et la forte éruption (X6.9) sont plutôt décalés du signal ambiant. Nous observons également que le signal VLF perturbé apparaît parfois au-dessus (perturbation positive), parfois au-dessous (perturbation négative) et parfois passe par le signal ambiant (perturbation nulle). Ces situations sont produites indépendamment de la classe de l'éruption. D'où, l'explication que le signe des paramètres de la perturbation du signal est fortement lié à la distance entre l'émetteur et le récepteur [**Bouderba et al., 2016**].

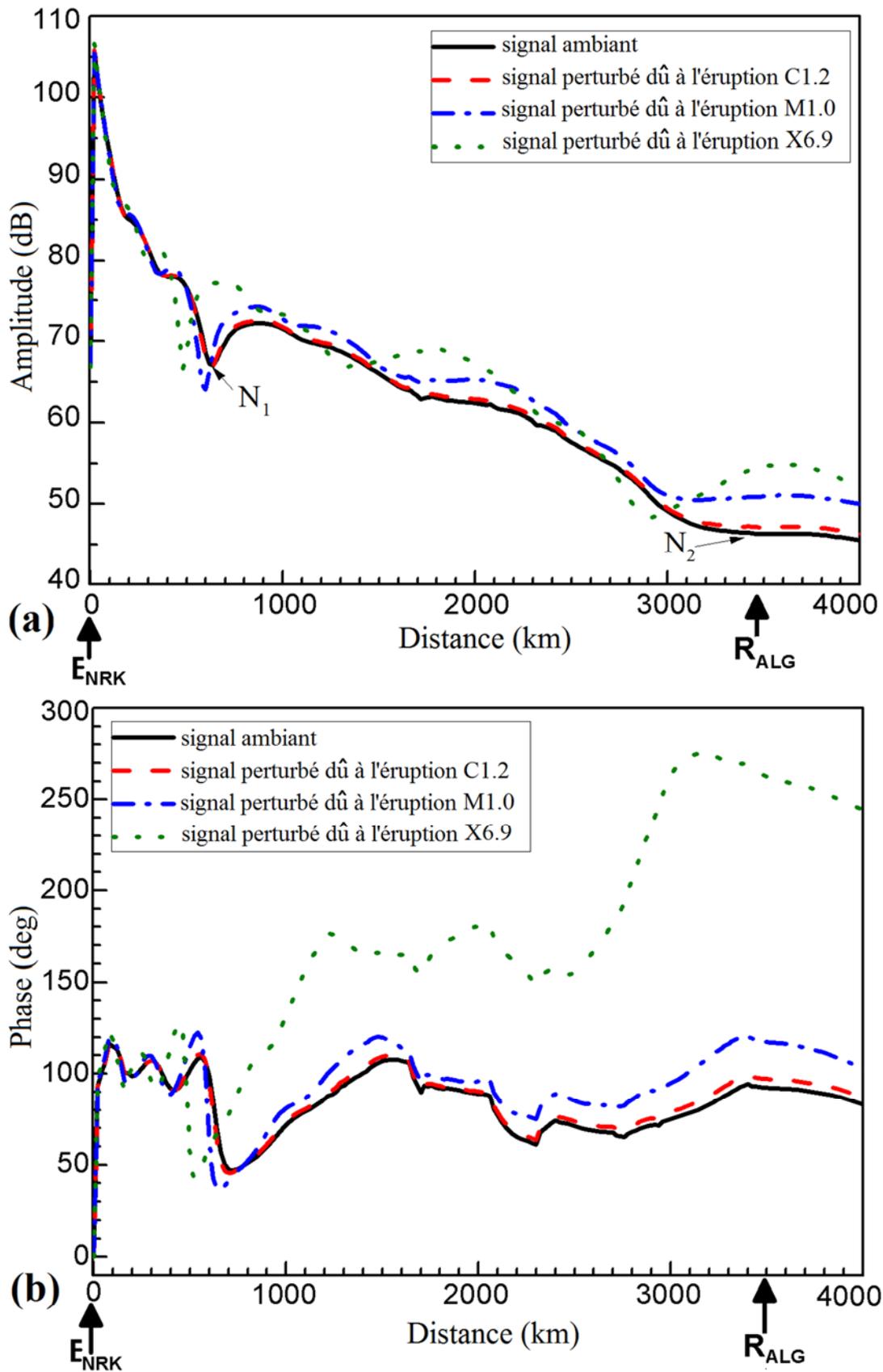


Figure IV-16: La simulation par le code « LWPC » de l'amplitude et la phase en fonction de la distance durant le Soleil calme et perturbé.

Un autre résultat assez intéressant observé sur la **Figure IV-16** est que le signal VLF, qu'il soit ambiant ou perturbé, présente plusieurs positions nulles (fading). Toutefois, ces positions sont caractérisées par une importante chute de l'amplitude suivie par une croissance. Lors des éruptions solaires, nous observons sur le signal que ces positions changent et se déplacent vers l'émetteur [*Dahlgren et al., 2011 ; Boudierba et al., 2016*]. Ces déplacements sont plus importants lorsque le flux de l'éruption augmente. Afin de quantifier ces déplacements en fonction du flux de l'éruption, nous avons d'abord prélevé sur le signal ambiant de la **Figure IV-16** deux points N_1 et N_2 . Où la 1^{ère} position est située à courte distance de l'émetteur (<1000 km), telle que $N_1=640$ km. La 2nd position est située à longue distance de l'émetteur (>1000 km), telle que $N_2=3495$ km. Puis nous avons suivi le déplacement de ces deux positions pour chaque éruption.

Ensuite nous avons tracé les déplacements de ces positions N_1 et N_2 par rapport à leurs positions initiales (Δd_N en km), comme montré sur la **Figure IV-17**. Sur cette figure, nous apercevons qu'au-dessous de l'éruption de classe C4, les déplacements de Δd_N ne sont pas très importants pour les deux positions N_1 et N_2 . En revanche, au-dessus de l'éruption de classe C4, ces déplacements sont plus importants. Nous avons constaté également que ces déplacements Δd_N sont considérables à grande distances de l'émetteur (>1000 km). Où le point N_2 s'est déplacé de 585 km vers l'émetteur NRK lors de l'éruption de classe X6.9. Par contre à courtes distances de l'émetteur (<1000 km), ces déplacements Δd_N ne sont pas très importants. Comme le montre le point N_1 qui s'est déplacé de 160 km vers l'émetteur NRK lors de la même éruption de classe X6.9.

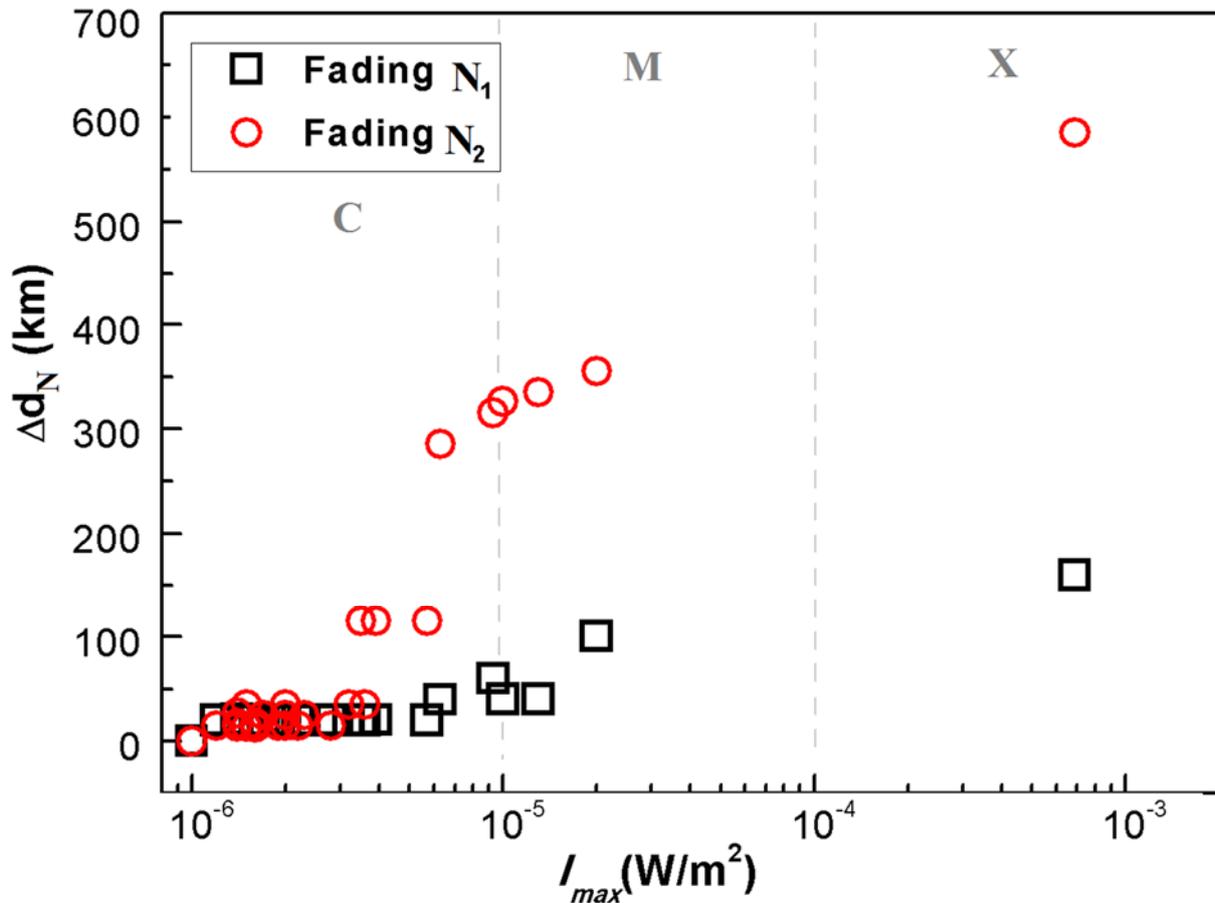


Figure IV-17: Déplacement du fading en fonction du flux d'éruptions solaires.

IV.4 Les coefficients d'atténuations

Dans cette section nous allons expliquer les résultats obtenus dans la section précédente, en l'occurrence la raison du déplacement des positions nulles vers l'émetteur et pourquoi ce déplacement est important à longue distance de l'émetteur. Pour cela, nous allons étudier l'effet des éruptions solaires sur la composition modale du signal VLF. Les modes constituant le signal VLF se propagent, entre l'émetteur et le récepteur, avec différents coefficients d'atténuations. La simulation effectuée avec le code « LWPC » montre que le signal VLF est constitué de 9 modes. Ces différents modes subissent des atténuations en fonction de la distance entre l'émetteur et le récepteur et également en fonction de l'intensité du flux des éruptions solaires. Sur la **Figure IV-18**, nous avons représenté les coefficients d'atténuations des 9 modes en fonctions du flux des éruptions solaires à la distance de 3500 km de l'émetteur NRK (\approx à la distance $E_{NRK-R_{ALG}}$). Nous

observons sur cette figure que le coefficient d'atténuation pour les modes élevés est plus important que celui des bas modes (1 et 2) qui sont moins atténués. Ceci confirme la raison pour laquelle la propagation diurne du signal est très stable puisque le signal est composé en grande partie par les modes 1 et 2. Il est également apparent sur le graphe que dans le cas de fortes éruptions solaires les coefficients d'atténuations diminuent et que cette diminution est plus marquante pour les modes élevés.

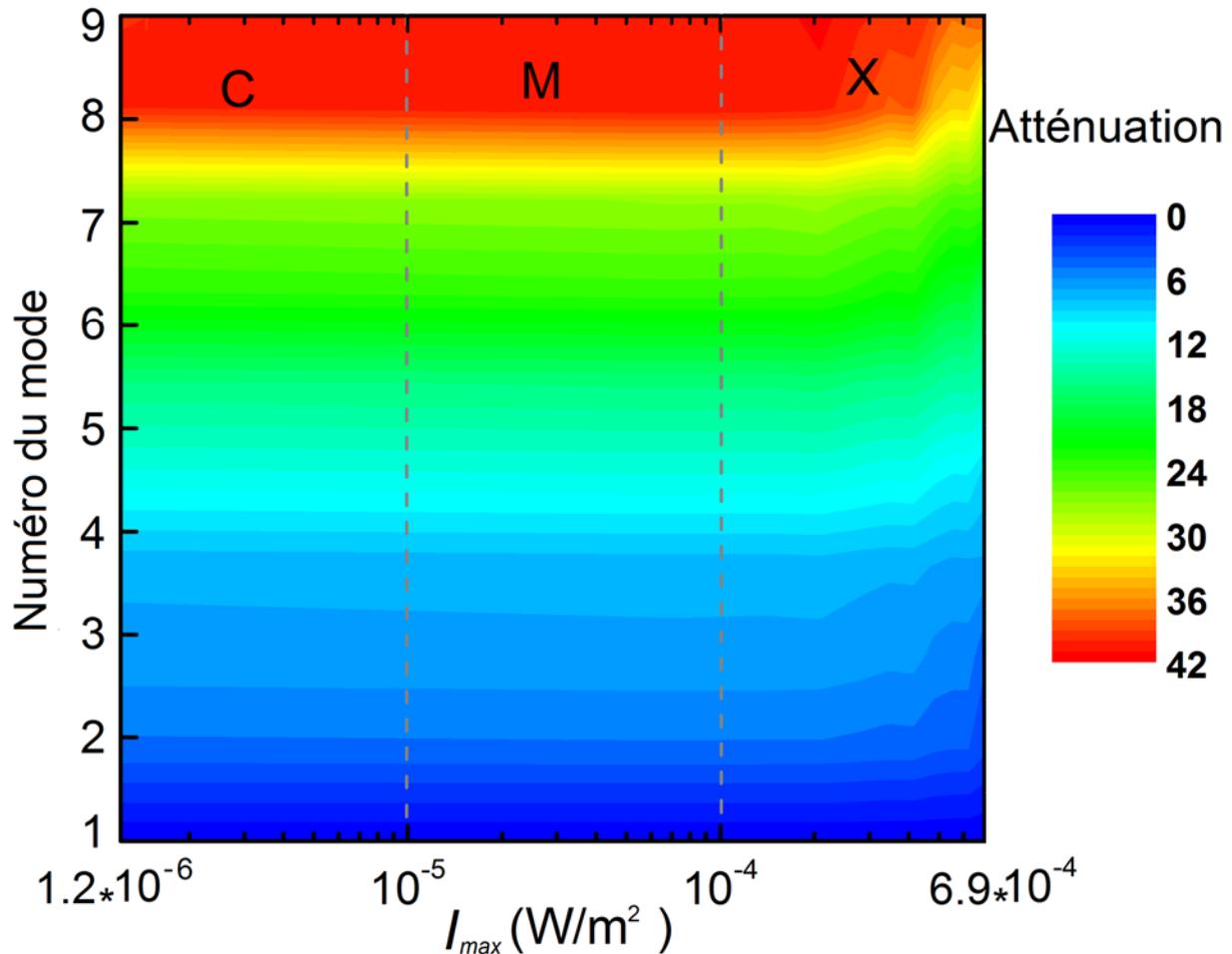


Figure IV-18: La simulation de l'atténuation des modes en fonction du flux solaire.

Sur le **Tableau IV-1**, nous avons donné les valeurs des coefficients d'atténuations déterminés sur les deux positions du fading choisi précédemment, en l'occurrence N_1 et N_2 , pour le cas de conditions ionosphériques normales et perturbées pour deux bas modes (1, 2) et un haut mode (7).

Conditions ionosphériques	Coefficients d'atténuations à N_1			Coefficients d'atténuations à N_2		
	Mode (1)	Mode (2)	Mode (7)	Mode (1)	Mode (2)	Mode (7)
Etat ambiant	5.010	7.320	25.87	4.940	6.854	27.306
Etat perturbé dû à						
C1.2	4.810	7.000	25.300	4.743	6.591	26.702
C6.3	4.240	6.090	24.132	4.236	5.826	25.402
M1.0	4.060	5.790	24.020	4.094	5.570	25.274
M2.0	3.930	5.580	23.723	3.982	5.388	24.963
X6.9	3.060	4.330	23.213	3.306	4.272	24.520

Tableau IV-1: Les coefficients d'atténuations de quelques modes des points nuls N_1 et N_2 sous des conditions normales et perturbées [Bouderba et al., 2016].

Afin de mieux élucider l'effet des éruptions solaires sur l'atténuation des modes, nous avons tracé sur la **Figure IV-19** les coefficients d'atténuations en fonction du flux solaire. Ces coefficients sont déterminés aux positions N_1 et N_2 , correspondant à deux bas modes (1) et (2) et un haut mode (7). A partir de cette figure, nous observons que pour tous les modes, la variation des coefficients d'atténuation n'est pas très significative au-dessous des éruptions de classe C4 indépendamment de la position par rapport à l'émetteur. En revanche, au-dessus des éruptions de classe C4, ces coefficients diminuent lorsque le flux des éruptions solaires augmente. Ce qui fait que l'amplitude des modes élevés devient importante, en particulier à courtes distances, et contribue à l'intensité totale du signal. Ainsi nous pouvons conclure que l'effet des éruptions solaires est d'augmenter la contribution des modes de propagation dans l'amplitude du signal enregistré. Cet effet, va accroître les interférences entre les modes le long du trajet jusqu'au récepteur et également changer la position des points nuls. Par conséquent, ce constat confirme encore une fois que le signe des paramètres de la perturbation est principalement lié à la composition modale locale du signal qui varie en fonction de la distance par rapport à l'émetteur [Bouderba et al., 2016].

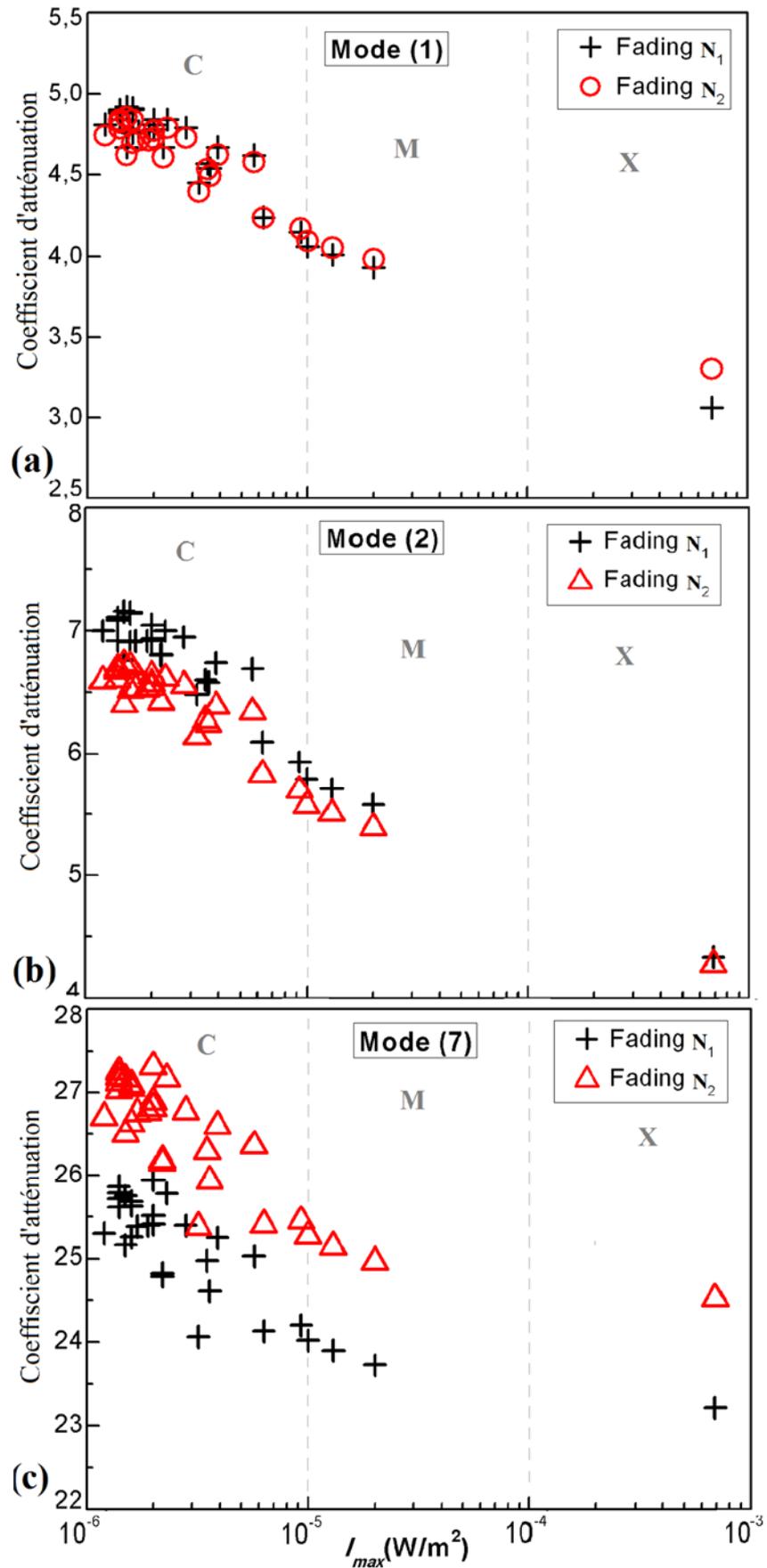


Figure IV-19: Les coefficients d'atténuation en fonction du flux d'éruptions solaires pour les deux positions N_1 et N_2 .

Chapitre V

■ Résultats de la modélisation numérique de la couche D par le modèle « GPI »

V.1 Propriétés chimiques de la couche D

La couche D, étant constituée d'un plasma faiblement ionisé, est caractérisée par la forte concentration d'éléments neutres. Elle est cependant le siège d'une chimie très complexe et encore mal connue. Ces principaux éléments neutres sont : l'azote moléculaire (N_2), l'oxygène moléculaire (O_2) et quelques constituants mineurs (Ar , CO_2, \dots). Leurs proportions respectives sont de : 78 %, 21 % et 1 % [**Comarmond, 1977**].

En dépit des proportions faibles de quelques constituants mineurs, ils sont d'une grande importance pour les différentes réactions chimiques qui se manifestent dans la couche D [**Rowe et al., 1974 ; Comarmond, 1977**]. On cite cependant :

-la vapeur d'eau (H_2O), qui provient de la basse stratosphère. Sa concentration contrôle les importantes réactions d'hydratation des ions. Elle est plus faible en hiver qu'en été.

-l'oxygène atomique (O) et l'ozone (O_3). Leurs concentrations sont importantes pour la formation des ions négatifs.

-l'oxyde d'azote (NO) et l'oxygène moléculaire excité¹⁴ (O_2^*), qui sont très importants pour la production d'électrons.

Ces constituants neutres sont à l'origine de la formation de la basse ionosphère sous l'effet des processus de productions et de pertes. Toutefois, dans une atmosphère en équilibre, les processus de production sont compensés par des processus de pertes. Ces processus sont très importants à basses altitudes du fait qu'ils sont proportionnels à la densité des neutres. Cet équilibre se traduit par la variation temporelle de la densité des espèces décrite par l'équation de continuité suivante [**Barclay, 2003**] :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \underbrace{Q}_{\text{production}} - \underbrace{L(N)}_{\text{perte}} - \underbrace{\vec{\nabla} \cdot (N \cdot \vec{V})}_{\text{transport}}$$

Pour le cas de la couche D : $Q \sim L(N)$, où l'effet de transport est négligeable.

¹⁴ Etat métastable.

Les processus de production

Les processus de productions sont décrits par les réactions d'ionisation et de détachement au sein de la couche D.

V.1.1.1 L'ionisation

Le rayonnement solaire atteignant la basse couche de l'ionosphère, ionise les éléments neutres qui y siègent (N_2 , O_2 et NO) créant ainsi directement les ions positifs primaires (N_2^+ , O_2^+ et NO^+). Les réactions décrivant la création de ces ions positifs et notamment la création des électrons libres sont données ci-dessous :



Où :

- L'ion N_2^+ est dû à l'ionisation de l'élément neutre N_2 par les rayons X solaires et le rayonnement cosmique.
- L'ion O_2^+ est dû à l'ionisation de l'élément neutre O_2 par les rayons X solaires et le rayonnement cosmique ainsi qu'à l'ionisation de O_2^* par le rayonnement EUV solaire (de longueur d'onde inférieure à 1118 Å°).
- L'ion NO^+ est dû à l'ionisation de l'élément neutre NO par la raie Lyman α du rayonnement solaire ($\lambda = 121.6$ nm).

Une autre espèce d'ions positifs considérés dans la couche D, est représentée par les ions solvatés (clusters positifs). Ces derniers sont créés à partir de l'ion positif précurseur NO^+ subissant des réactions successives du type :



V.1.1.2 Le détachement

Les réactions de détachement consistent à détruire les ions négatifs et provoquer le détachement d'un électron. Ces réactions peuvent se produire sous plusieurs formes : le photo-détachement, le détachement par collision et le détachement dissociatif. Comme décrit succinctement ci-dessous :

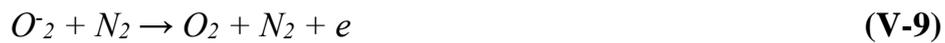
Le photo-détachement

L'interaction d'un photon d'énergie suffisante avec les ions négatifs O_2^- , O^- :

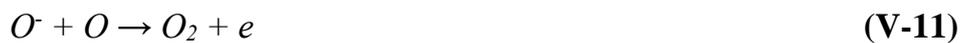


Le détachement par collision

La collision de l'ion négatif O_2^- avec un constituant neutre :



Le détachement associatif



Comme les concentrations de NO et H_2 dans la couche D sont faibles, les réactions (V-13) et (V-14) sont négligeables par rapports aux autres réactions de détachement pour l'ion négatif O^- .

■ Les processus de pertes

Les processus de créations électroniques cités au-dessus sont toutefois contrebalancés par les processus de pertes électroniques à travers les réactions d'attachement et de recombinaison. Comme décrit brièvement ci-dessous :

V.1.2.1 L'attachement

La formation d'ions négatifs dus l'attachement d'électrons à des éléments neutres est décrite par les réactions d'attachement les plus importantes suivantes :

L'attachement par collision à trois corps



L'attachement dissociatif



L'attachement radiatif



A partir de la formation primaire des ions négatifs O_2^- et O^- , à travers les différentes réactions d'attachement, nous avons la formation secondaire des ions négatifs, qui sont

formés à partir des réactions de conversions d'ions négatif, se sont : O_3^- , O_4^- , NO_2^- , NO_3^- , CO_3^- , CO_4^- [Comarmond, 1977].

Il existe également une autre espèce d'ions négatifs, qui sont les ions négatifs solvatés (les clusters négatifs), issus des réactions de la solvation des ions négatifs, tels que : $NO_3^-(H_2O)_n$, $CO_3^-(H_2O)_n$, HCO_3^- , $CO_4^- \cdot H_2O$, $NO_2^- \cdot H_2O$ [Comarmond, 1977].

V.1.2.2 La recombinaison

Ce phénomène a lieu lorsque les électrons libres sont capturés par des ions positifs. Soit, la réaction de recombinaison la plus importante concerne les ions positifs moléculaires (XY^+) subissant la **recombinaison dissociative**, telle que :



V.2 Le modèle « GPI »

La modélisation numérique de la couche D lors des éruptions solaires consiste à déterminer le profil de la densité électronique produite sous l'effet de l'excès du rayonnement solaire arrivant sur Terre. Dans ce travail, nous adoptons le modèle numérique « GPI » établi par Glukhov Pasko et Inan [Glukhov et al., 1992]. Ce modèle considère que la couche D est constituée de quatre types de particules qui sont : les électrons, les ions négatifs, les ions positifs ainsi que les clusters positifs. Le système d'équations différentielles régissant l'équilibre entre les différentes densités d'espèces est donné par :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_e}{dt} = q + \gamma N^- - \beta N_e - \alpha_d N_e N^+ - \alpha_d^c N_e N_x^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. a. 1})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_e}{dt} = q + \gamma N^- - \beta N_e - \alpha_d N_e N^+ - \alpha_d^c N_e N_x^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. a. 2})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN^+}{dt} = q + B N^+ - \alpha_d N_e N^+ - \alpha_i N^- N^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. a. 3})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_x^+}{dt} = B N^+ - \alpha_d^c N_e N_x^+ - \alpha_i N^- N_x^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. a. 4})$$

A ce système, nous rajoutons l'équation de la quasi neutralité donnée par :

$$N_e + N^- = N^+ + N_x^+ \quad (\text{V. 5})$$

Où :

- q est le taux de production de paires q (e-ions).
- N_e est la densité électronique, N^- est la densité des ions négatifs, N^+ est la densité des ions positifs et N_x^+ est la densité des clusters positifs.
- γ , β , α_d , α_d^c , α_i , et B sont des coefficients atmosphériques caractéristiques de la couche D [*Glukhov et al., 1992 ; Pasko and Inan, 1994 ; Lehtinen and Inan, 2007 ; Palit et al. 2013*]. D'après le système d'équations (V. a), les différents processus de formations des espèces sont couplés. En effet un schéma représentatif de la formation des différentes espèces et impliquant ces coefficients est établi par le modèle « GPI » comme présenté sur la **Figure V-1**.

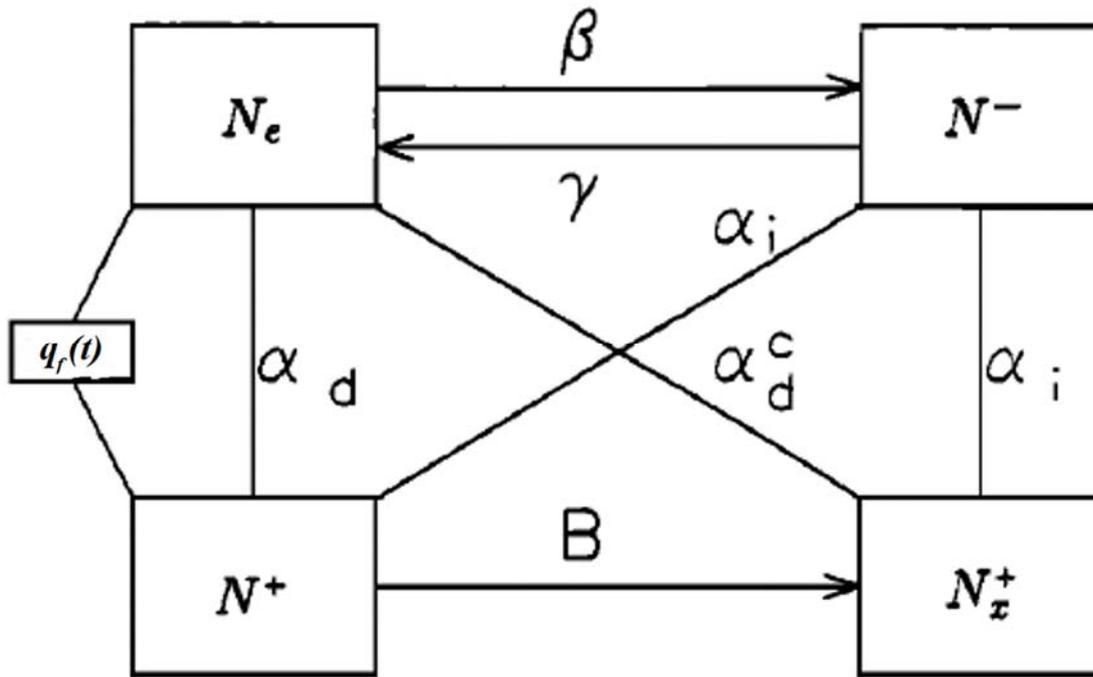


Figure V-1: Schéma des interactions chimiques du modèle GPI [Glukhov et al., 1992].

Cependant Les coefficients α_i , α_d^c , et α_d ont des valeurs fixes, telles que :

$$\alpha_i = 10^{-7} (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

$$\alpha_d^c = 10^{-5} (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1})$$

$$\alpha_d = 3 * 10^{-7} (\text{cm}^3 \text{ s}^{-1}).$$

Où :

- α_i est le coefficient effectif de recombinaison ion-ion (neutralisation mutuelle) pour tous les types d'ions positifs avec des ions négatifs.
- α_d^c est le coefficient effectif de recombinaison d'électrons avec des clusters positifs.
- α_d est le coefficient effectif de recombinaison dissociative.

En revanche les coefficients : β , γ et B sont en fonction des concentrations des espèces neutres présentes dans la couche D à différentes altitudes. Leurs expressions respectives sont données par les relations suivantes :

$$\beta = 10^{-31} * N_{O_2} * N_{N_2} + 1.4 * 10^{-29} * \left(\frac{300}{T}\right) * e^{-(600/T)*(N_{O_2})^2} \quad (\text{V. 6})$$

$$\gamma = (3 * 10^{-17}) * N_{neutres} \quad (\text{V. 7})$$

$$B = (10^{-31}) * (N_{neutres})^2 \quad (\text{V. 8})$$

Où :

- β (en s^{-1}) est le coefficient d'attachement d'électrons sur une molécule neutre.
- γ (en s^{-1}) est le coefficient effectif de détachement d'électrons sur ions négatifs par collision.
- B (en s^{-1}) est le coefficient effectif de conversion d'ions positifs aux clusters positifs
- T est la température moyenne pendant le jour, $T=230$ °K.
- N_{N_2} et N_{O_2} sont respectivement les densités des espèces neutres (N_2 et O_2) considérées dans ce modèle.
- $N_{neutres}$ est la densité totale des espèces neutres, telle que :

$$N_{neutres} = N_{N_2} + N_{O_2} \quad (\text{V. 9})$$

La détermination des densités des neutres à l'équilibre est effectuée grâce au modèle atmosphérique de la NASA : « MSIS-E-90 Atmosphere Model » [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html]. Nous avons choisi la journée référence du 01 juillet 2012 à $\chi= 40^\circ$. Sur le **Tableau V-1**, nous donnons quelques valeurs des densités des neutres ainsi que des coefficients atmosphériques : β , γ et B .

z (Km)	N_{N_2} (cm ⁻³)	N_{O_2} (cm ⁻³)	$N_{neutres}$ (cm ⁻³)	β (s ⁻¹)	γ (s ⁻¹)	B (10 ⁻¹ *s ⁻¹)
60	5,805E15	1,557E15	7,362E15	4,16338	0,22086	4,19904
65	3,041E15	8,151E14	3,8561E15	1,14118	0,11568	14,86951
70	1,506E15	4,029E14	1,9089E15	0,27894	0,05727	3,6439
75	7,049E14	1,882E14	8,931E14	0,06089	0,02679	0,79763
80	3,146E14	8,355E13	3,9815E14	0,01201	0,01194	0,15852
85	1,26E14	3,309E13	1,5909E14	0,00189	0,00477	0,02531
90	4,521E13	1,158E13	5,679E13	2,32653E-4	0,0017	0,00323

Tableau V-1: Les valeurs des densités des neutres et des coefficients atmosphériques en fonction d'altitude [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html].

Sur la **Figure V-2**, nous représentons l'évolution de la densité des espèces neutres N_{O_2} et N_{N_2} (**a**) et des coefficients β , γ et B (**b**). Nous observons sur la figure que la concentration des espèces neutres dans la couche D diminue lorsque l'altitude augmente.

La même évolution est observée également pour les valeurs des coefficients β , γ et B . Car ces derniers sont en fonction de la densité des neutres. Comme le processus de perte est lié à la densité des neutres, le flux de rayonnement solaire est donc rapidement atténué à basses altitudes. De ce fait, le processus de création de pair (e-ions) est négligeable devant le processus de perte. Par contre suite à la diminution de la densité des neutres à hautes altitudes, le terme de création de pair (e-ions) devient important et un faible flux du rayonnement solaire peut alors facilement ioniser l'atmosphère.

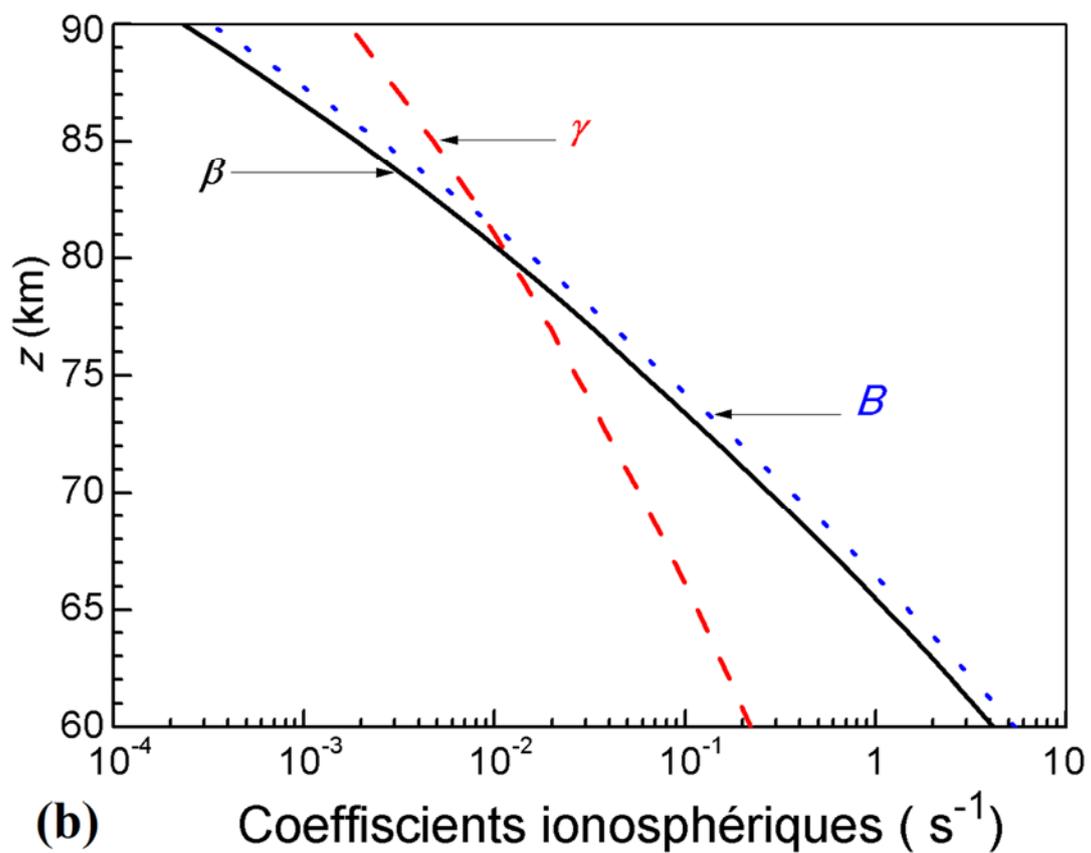
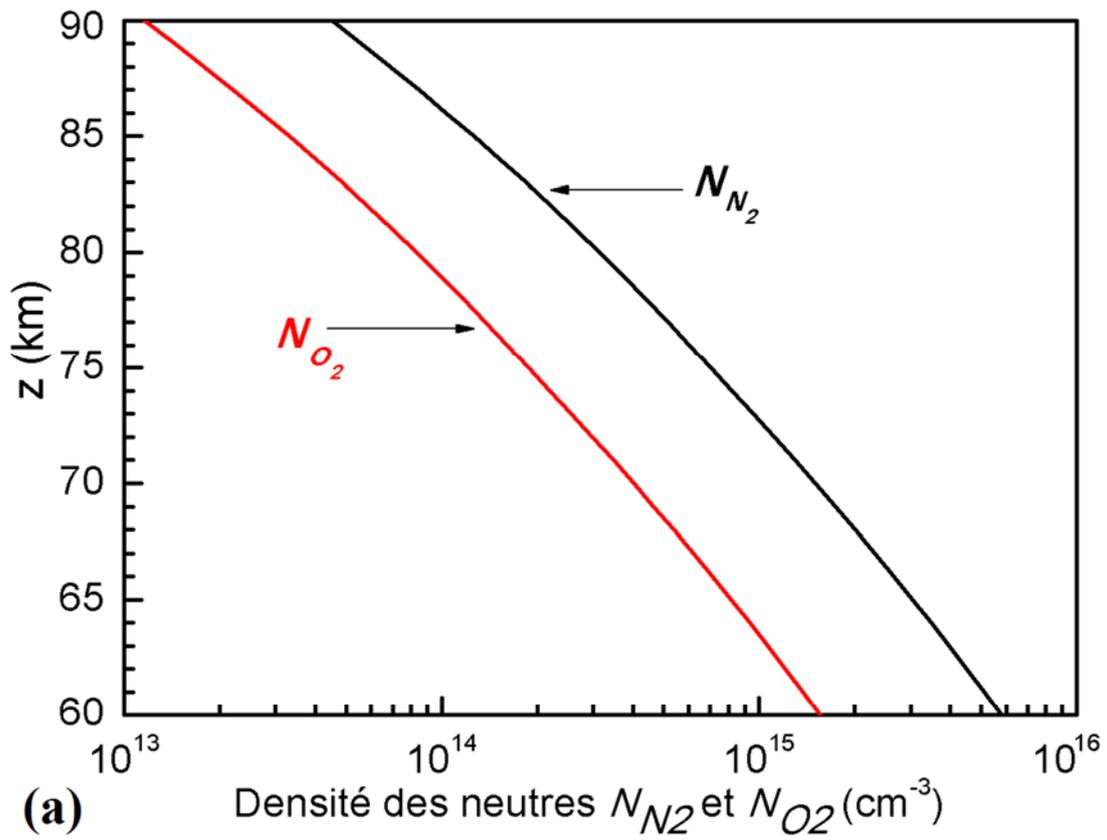


Figure V-2: L'évolution des densités des neutres (a) et des coefficients β , γ et B dans la couche D [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/vitmo/msis_vitmo.html].

Pour résoudre le système d'équations différentielles du système « GPI » (V. a), nous écrivons chaque variable (q , N_e , N^- , N^+ et N_x^+) du système sous la forme du développement de Fourier au 1^{er} ordre, tel que chaque variable est la somme d'une composante ambiante et une composante perturbée (variation temporelle):

$$\left\{ \begin{array}{l} N_e = N_{ea} + N_e(t) \\ N^- = N_a^- + N^-(t) \\ N^+ = N_a^+ + N^+(t) \\ N_x^+ = N_{xa}^+ + N_x^+(t) \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(V. b. 10)} \\ \text{(V. b. 11)} \\ \text{(V. b. 12)} \\ \text{(V. b. 13)} \end{array}$$

$$q = q_a + q_f(t) \quad \text{(V. 14)}$$

Avec

- q_a est le taux de production de paires (e-ion) en absence du flux d'éruptions solaires.
- q_f est le taux de production de paires sous l'effet de l'éruption. Il est cependant directement proportionnel au flux d'éruptions solaires I_f reçu au niveau de la couche D [Zigman et al., 2007 ; Budden, 1988 et schmitter, 2013]. Il est donné par :

$$q_f(t) = \frac{\eta}{e_H} \cos\chi I_f(t) \quad \text{(V. 15)}$$

Où $\eta = 1/35(ev)=1.78 \cdot 10^{17}j^{-1}$, est l'efficacité d'ionisation.

χ est l'angle solaire zénithal (en degrés).

$e=2.71828$.

$H=6.65 \cdot 10^5$ cm, est l'échelle de hauteur, correspond à l'atmosphère isotherme¹⁵.

¹⁵ Le gradient de température nul.

Toutefois, le flux des éruptions solaires évolue au cours du temps selon une fonction pulse $I_f(t)$ que nous avons choisie égale à :

$$I_f(t) = I_f \left(1 - e^{-t/t_1}\right) e^{-t/t_2} \quad (\text{V. 16})$$

Où :

- I_f (en W/m^2) est le flux maximum des éruptions solaires de rayonnement X.
- t_1 représente le temps de montée de l'intensité du rayonnement entre le début et le maximum de l'éruption solaire.
- t_2 est le temps de recouvrement, qui correspond au temps écoulé entre le maximum et la fin de l'éruption solaire.

Toutefois, nous avons fixé ces temps à : $t_1=180$ s et $t_2= 360$ s.

En combinant les systèmes d'équations (V. a) et (V. b), nous obtenons deux systèmes d'équations : le système (V. c) qui représente a priori la couche D à l'équilibre (état ambiant) et le système (V. d) qui représente la couche D à l'état perturbé lors des éruptions solaires (variation temporelle)

Le système d'équations à l'équilibre est :

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = q_0 + \gamma N_a^- - \beta N_{ea} - \alpha_d N_{ea} N_a^+ - \alpha_d^c N_{ea} N_{ax}^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. c. 17})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = \beta N_{ea} - \gamma N_a^- - \alpha_i (N_a^- N_a^+ + N_a^- N_{ax}^+) \end{array} \right. \quad (\text{V. c. 18})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = q_0 - B N_a^+ - \alpha_d N_{ea} N_a^+ - \alpha_i N_a^- N_{ax}^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. c. 19})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} 0 = B N_a^+ - \alpha_d^c N_{ea} N_{ax}^+ - \alpha_i N_a^- N_{ax}^+ \end{array} \right. \quad (\text{V. c. 20})$$

Nous rajoutons à ce système la condition de la quasi-neutralité à l'équilibre, donnée par :

$$N_{ea} + N_a^- = N_a^+ + N_{ax}^+ \quad (\text{V. 21})$$

Le système d'équations à l'état perturbé est :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN_e}{dt} = q_f + \gamma N^- - \beta N_e - \alpha_d [N_{ea} N^+ + N_a^+ N_e + N_e N^+] - \alpha_d^c [N_{ea} N_x^+ + N_{ax}^+ N_e + N_e N_x^+] \quad (\text{V. d. 22}) \\ \frac{dN^-}{dt} = \beta N_e - \gamma N^- - \alpha_i [N_a^- (N^+ + N_x^+) + N^- (N_a^+ + N^+ + N_{0x}^+ + N_x^+)] \quad (\text{V. d. 23}) \\ \frac{dN^+}{dt} = q_f - B N^+ - \alpha_d [N_{ea} N^+ + N_{0x}^+ N_e + N_e N^+] - \alpha_i [N_{0x}^- N^+ + N_{0x}^+ N^- + N^- N^+] \quad (\text{V. d. 24}) \\ \frac{dN_x^+}{dt} = B N^+ - \alpha_d^c [N_{ea} N_x^+ + N_{0x}^+ N_e + N_e N_x^+] - \alpha_i [N_a^- N_x^+ + N_{0x}^+ N^- + N^- N_x^+] \quad (\text{V. d. 25}) \end{array} \right.$$

Les valeurs des densités ambiantes : N_{ae} , N_a^+ et N_{ax}^+ sont déterminées à partir du modèle ionosphérique « IRI-2007 » [*Bilitza, 2001. Bilitza, D. and B. W. Reinisch, 2008*]. En revanche la densité N_a^- est déduite à partir de l'équation (V. 21) de la quasi-neutralité. Nous avons cependant choisi la même journée référence que précédemment (01 juillet 2012 à $\chi=40^\circ$) pour le calcul de ces densités ambiantes.

Ce modèle ionosphérique nous fournit les valeurs des densités électroniques ambiantes N_{ea} au-dessus de l'altitude $z=65$ km. Toutefois, les valeurs de N_{ea} entre 60 et 64 km (avec un pas de 1 km) sont obtenues par extrapolation sur le graphe. La même procédure est appliquée pour obtenir les valeurs de N_a^+ et N_{ax}^+ entre 60 et 74 km qui sont données à partir de l'altitude $z=75$ km. Sur le **Tableau V-2**, nous présentons les valeurs des densités ambiantes de la couche D tirées du modèle « IRI-2007 » ainsi que celles que nous avons obtenues par extrapolation.

Z (km)	N_{ea} (cm⁻³)	N_a^+ (cm⁻³)	N_{ax^+} (cm⁻³)	N_a^- (cm⁻³)
60	0	0	294.8	294.8
65	12	0	386.62	258.26
70	35	0	480.38	121.81
75	63	63.833	574.497	0
80	86	243.2668	625.5432	0
85	18	902.3	902.3	0
90	18	16205.4	1800.6	0

Tableau V-2: Les valeurs des densités ambiantes de la couche D en fonction de l'altitude [http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri_vitmo.php].

Les profils des densités ambiantes de différentes espèces de la couche D (N_{ae} , N_a^- , N_a^+ , N_{ax^+}) tirées du modèle « IRI-2007 » sont présentés sur la **Figure V-3**.

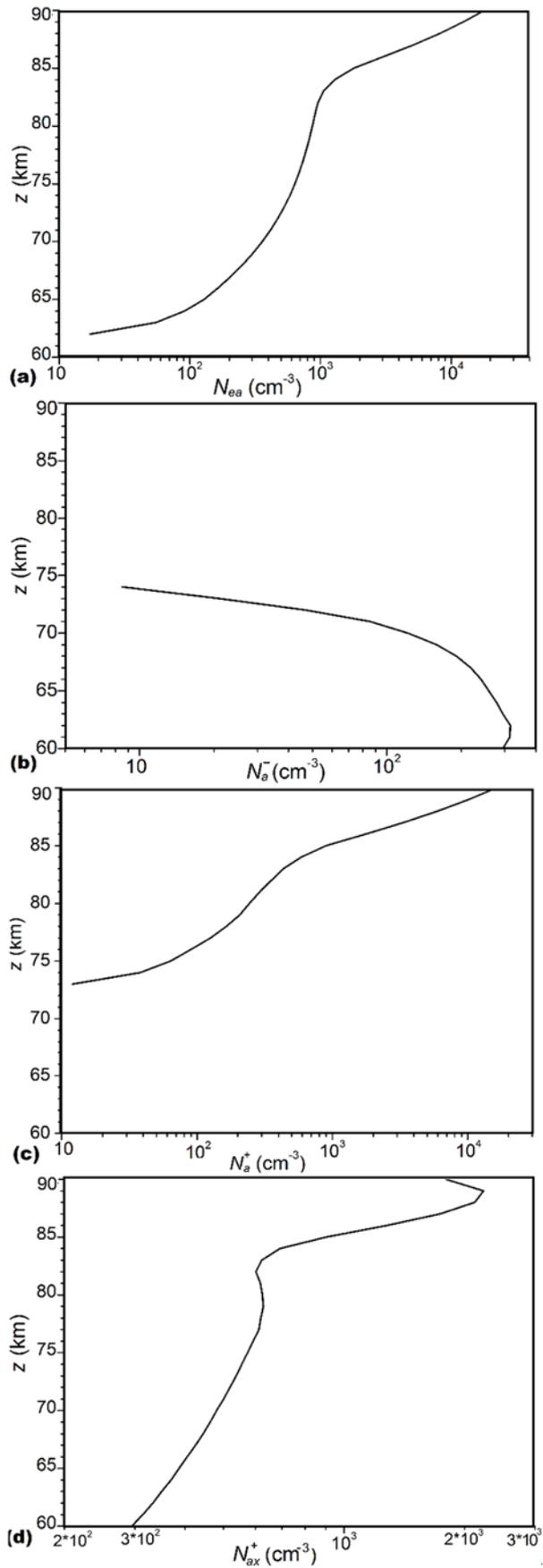


Figure V-3: L'évolution des densités ambiantes de la couche D d'après le modèle IRI [http://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri_vitmo.php].

Une fois que les densités ambiantes et les facteurs atmosphériques sont déterminés, nous allons les intégrer dans le système (V. d) que nous allons résoudre par la méthode de « Runge-Kutta » d'ordre 4 (RK4) [Davis, 1984]. Cette méthode s'avère très stable et efficace, car l'erreur est de l'ordre de h^5 . La résolution numérique du modèle « GPI » nous permet d'établir les profils temporels de la densité électronique de la couche D lors des éruptions solaires.

Sur la **Figure V-4**, nous avons présenté l'évolution temporelle de la densité électronique N_e pour différentes classes d'éruptions solaires (C1, M1 et X1) et à différentes altitudes. A partir de cette figure, nous constatons que pour la même altitude, la densité électronique augmente avec l'augmentation du flux d'éruptions solaires. Mais également pour la même éruption solaire, la densité électronique est plus importante à hautes altitudes par rapport aux basses altitudes. Néanmoins, ce comportement est dû au fait qu'à hautes altitudes l'ionisation de la couche D est plus importante (la domination du terme de la production) comparé aux basses altitudes où le flux de rayonnement solaire est de plus en plus atténué et donc moins ionisant (la domination du terme de la perte). Nous avons constaté également que pour la même éruption solaire, le temps écoulé entre le début et le maximum de l'ionisation diminue à hautes altitudes.

Sur la **Figure V-5**, nous avons représenté les profils de densités électroniques N_e en fonction du flux des éruptions solaires I_f (w/m^2) à différentes altitudes ($z=70, 80$ et 90 km). Nous observons sur la Figure que la densité électronique augmente avec l'augmentation du flux solaire.

Cependant, ces profils obtenus par le modèle « GPI » suivent la même évolution que ceux obtenus dans l'étude expérimentale par le modèle de Wait. Néanmoins, le modèle « GPI » décrit a priori parfaitement le comportement de la couche D durant les éruptions solaires.

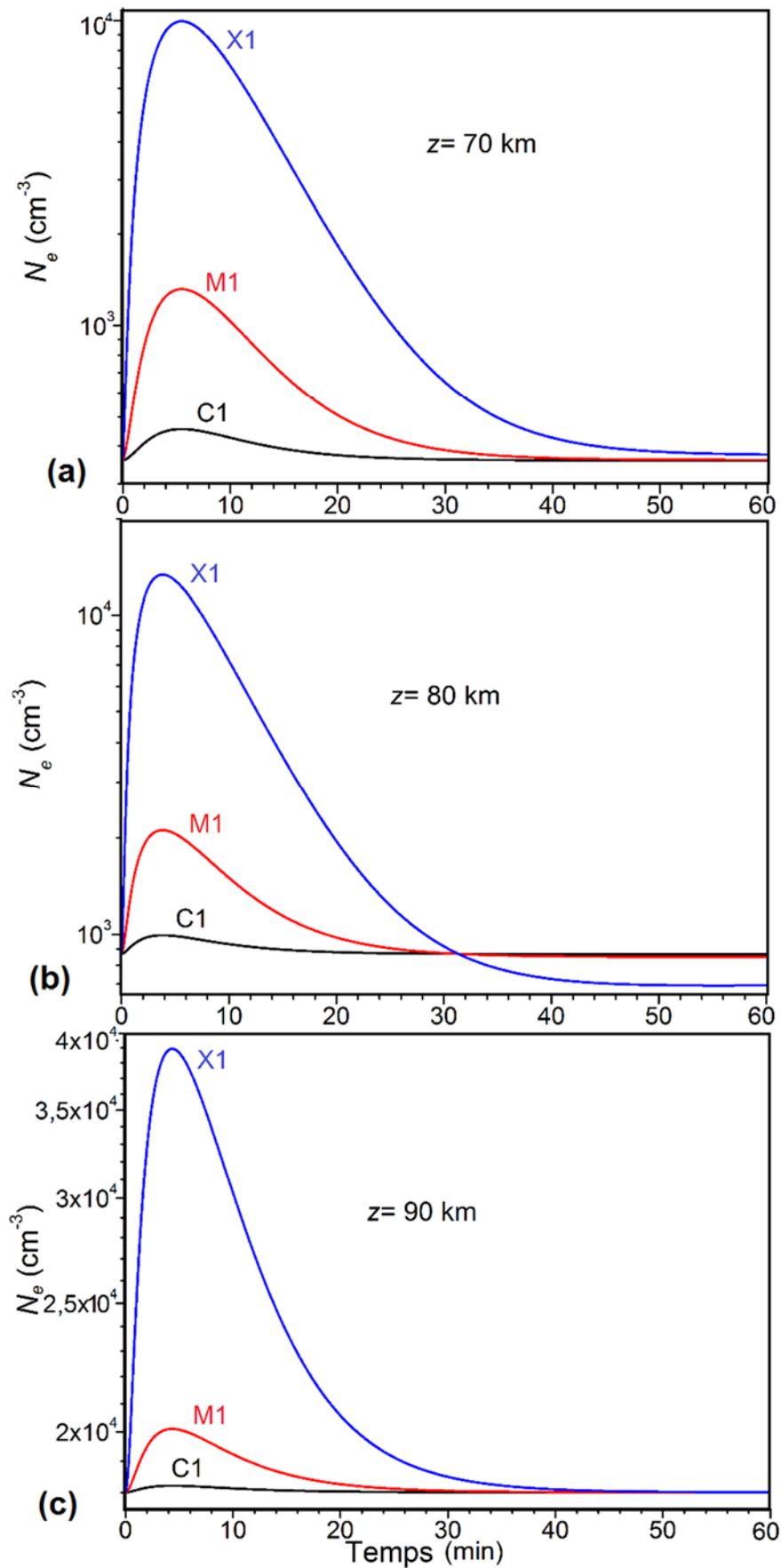


Figure V-4: L'évolution temporelle de N_e pour différentes éruptions solaires (C1, M1, X1) à différentes altitudes.

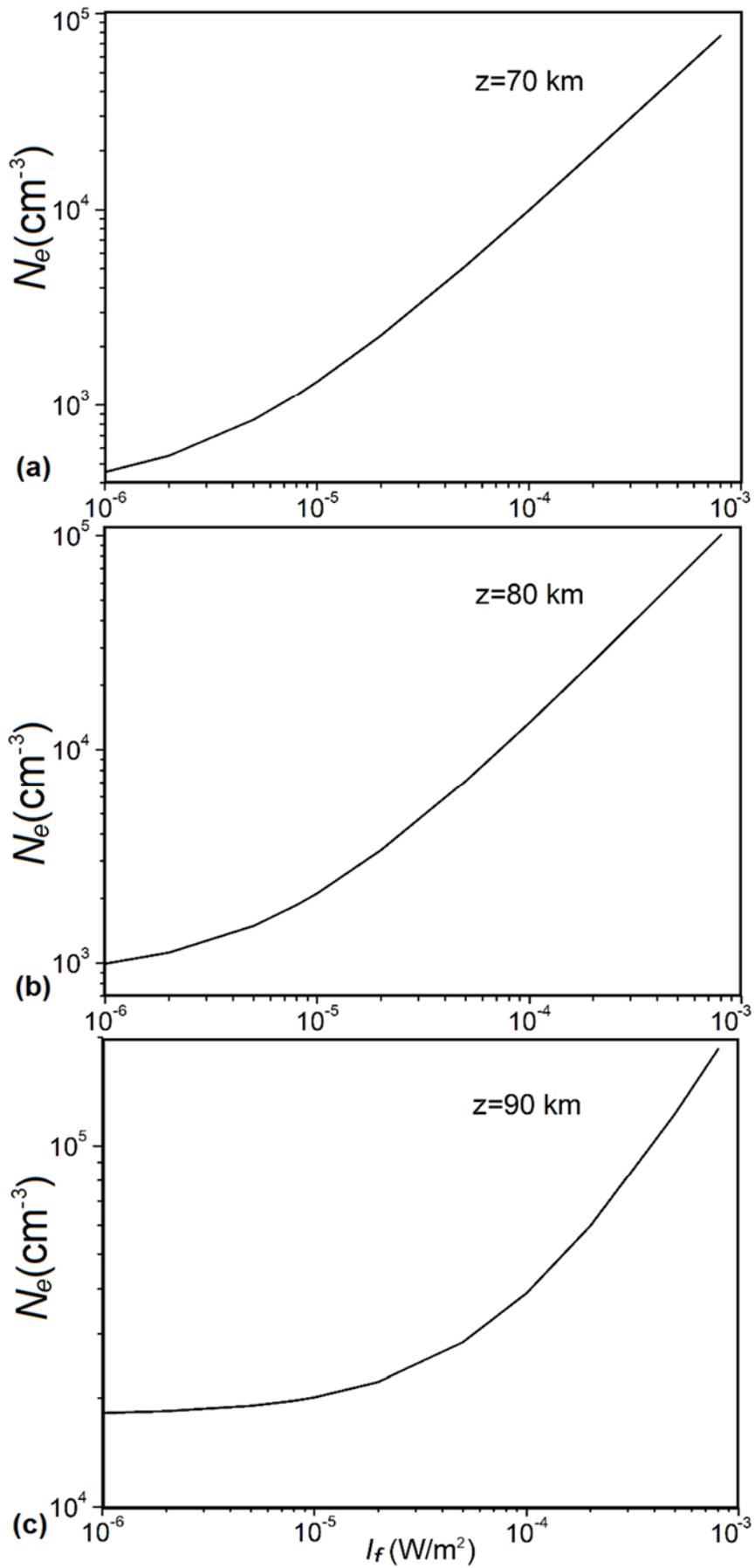


Figure V-5: N_e en fonction du flux des éruptions solaires à différentes altitudes.

Conclusion générale

A travers cette contribution, nous avons mis en œuvre l'effet des éruptions solaires (flux solaire de rayonnement X) sur la basse couche de l'ionosphère, la couche D, grâce à l'étude des perturbations du signal VLF.

Cependant, nous avons analysé le signal VLF se propageant dans le guide d'onde Terre-ionosphère le long du parcours reliant l'émetteur NRK au récepteur d'Alger durant la phase croissante du cycle solaire 24 (période 2007-2013). Où nous avons obtenu les profils des paramètres de perturbation du signal VLF (ΔA_m et ΔP_m) en fonction du flux d'éruptions solaires. Selon le modèle ionosphérique de « Wait » et grâce au code « LWPC », nous avons également obtenu les profils des paramètres de Wait (H' et β) ainsi que le profil de la densité électronique (N_e) en fonction du flux d'éruptions solaires. D'une vue globale, les différents profils obtenus ont montré que ΔA_m , ΔP_m , β et N_e augmentent avec le flux croissant des éruptions solaires. Et H' diminue lorsque le flux des éruptions solaires augmente. En revanche, nous avons relevé que certaines éruptions solaires moyennes et fortes (de classe M) modifient (ΔA_m , ΔP_m), (H' , β) et N_e de même ordre de grandeur que les éruptions solaires faibles (de classe C). Ce comportement étant expliqué par le fait que les éruptions solaires moyennes et fortes se sont produites à des angles solaires zénithaux (χ) élevés, et vice versa, et donc le flux du rayonnement incident, sous l'effet de la projection, est réduit et ne cause pas par conséquent une grande ionisation dans la couche D.

Pour lever la condition de l'ionisation, nous avons choisi les événements produits à un angle solaire zénithal fixe, correspondant à $\chi = -(40^\circ \pm 5^\circ)$. En effet, en plus de l'évolution de ces paramètres qui varie en fonction de l'intensité du flux des éruptions solaires, nous avons relevé que pour des éruptions solaires inférieures à l'éruption de classe C4, les variations de tous les paramètres ne sont pas significatives. Par contre pour des éruptions de classes supérieures à C4, les variations de tous les paramètres deviennent très importantes. Ce comportement est expliqué par le fait qu'à faibles éruptions solaires (<C4), le flux d'énergie déposé sur l'ionosphère n'est pas suffisant pour maintenir l'ionisation à basses altitudes car les processus de recombinaisons sont très importants. De ce fait, les paramètres de Wait ainsi que la densité électronique ne changent pas significativement par rapport à leurs valeurs ambiantes. Au-delà de l'éruption de classe

C4, le flux d'énergie déposé sur l'ionosphère commence à devenir suffisant pour maintenir un taux d'ionisation élevé à basses altitudes pouvant réfléchir le signal VLF plus bas.

En plus de l'investigation classique que nous avons réalisé, nous avons mis en évidence l'effet de la structure modale du signal VLF qui est en relation avec la distance de propagation entre l'émetteur et le récepteur via la simulation avec le code « LWPC ». Où nous avons trouvé que l'enregistrement de la perturbation est fortement dépendant de la distance émetteur-récepteur. Lors de cette simulation, nous avons étudié le déplacement du fading qui n'est pas le même aux différents endroits et il s'est révélé important à grande distance de l'émetteur. Pour déterminer la raison de cette différence, nous avons examiné la variation des coefficients d'atténuations des modes en fonction du flux des éruptions solaires. Les résultats ont montré que ces coefficients diminuent lorsque le flux des éruptions solaires augmente. Puisque le fading est une conséquence de l'interférence destructive des modes, nous avons interprété le déplacement du fading par l'augmentation de la contribution de chaque mode dans le signal de propagation. Cela augmente les interférences entre les modes sur l'ensemble du trajet et modifie ainsi la position des interférences destructives (ou fading).

Suite à cette étude expérimentale, nous avons simulé numériquement la variation temporelle de la densité électronique sous l'effet des éruptions solaires. Où nous avons utilisé le modèle atmosphérique de « GPI » (Glukhov-Pasko-Inan). Les résultats obtenus montrent que le profil de la densité électronique augmente avec l'augmentation du flux d'éruptions solaires. Et qu'elle est plus importante à hautes altitudes qu'à basses altitudes. Ceci est dû à la domination du terme de production par rapport au terme de perte. En fin, ces profils de densités électroniques obtenus par simulation (le modèle « GPI ») suivent à priori la même évolution que celle obtenue dans la partie expérimentale (modèle de « Wait »).

Bibliographie

1. Appleton, E. V. and M. A. F. Barnett (1925), On Some Direct Evidence for Downward Atmospheric Reflection of Electric Rays, *Proc. R. Soc. Lond. A*, 109, 621-641.
2. Watt, R. A. W. (1929), Weather and wireless, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 55, 273–301. doi:10.1002/qj.49705523105.
3. Bai, T and P. A. Sturrok (1989), Classification of solar flares, *Ann. Rev. Astron. Astrophys*, 27, 421-467.
4. Barclay L.W. (2003), Propagation of radio waves, 2nd Edition, Institution of engineering and technology 502, London, United Kingdom. ISBN-13: 978-0-85296-102-5.
5. Barr, R., D.L., Jones, and C.J. Rodger (2000), ELF and VLF radio waves, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 1689–1718.
6. Bilitza, D. (2001), International Reference Ionosphere 2000, *Radio Sci*, 36(2), 261–275.
7. Bilitza, D. and B. W. Reinisch (2008), International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters, *Adv. Space. Res.* 42, 599–609.
8. Blaunstein Nathan and Plohotniuc Eugeniu (2008), Ionosphere and applied aspects of radio communication and radar, Taylor & Francis Group, LLC, ISBN-13: 978-1-4200-5514-6.
9. Boudierba, Y., S. NaitAmor, and M. Tribeche (2016), Study of the solar flares effect on VLF radio signal propagating along NRK-ALG path using LWPC code, *J. Geophys. Res.*, 121, 6799–6807, doi:10.1002/2015JA022233.
10. Budden, K.G. F.R.S. (1988), The propagation of radio waves: the theory of radio waves of low power in the ionosphere and magnetosphere, Cambridge university press, Cambridge.
11. Chapman, S. (1931), The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation of an atmosphere on a rotating Earth, *Proc. Phys. Soc.*, 43, 26–45.

12. Clilverd, M. A., N. R. Thomson, and C. J. Rodger (1999), Sunrise effects on VLF signals propagating over a long north-south path, *Radio Sci.*, 34, 939–948.
13. Cohen, M. B., U. S. Inan, and E. W. Paschal (2010), Sensitive broadband ELF/VLF radio reception with the AWESOME instrument, *IEEE Trans. Geosc. Remote Sens.*, 48, 3–17, doi:10.1109/TGRS.2009.2028334.
14. Comarmond J. M. (1977), Contribution à l'étude de la basse ionosphère par des mesures de phase et d'amplitude d'ondes électromagnétiques à très basse fréquence, Thèse de Doctorat, Université Pierre et Marie Curie, Paris VI, France.
15. Crombie, D. D. (1965), On the use of VLF measurements for obtaining information on the lower ionosphere especially during solar flares, *Proc. IEEE*, 53(12), 2027–2034.
16. Cummer, S. A. (2000), Modeling electromagnetic propagation in the Earth-ionosphere waveguide, *IEEE Trans. Antennas Propag.*, 48(9), 1420–1429.
17. Dahlgren, H., T. Sundberg, A. B. Collier, E. Koen, and S. Meyer (2011), Solar flares detected by the new narrowband VLF receiver at SANAE IV, *S. Afr. J. Sci.*, 107(8), doi:10.4102/sajs.v107i9/10.491.
18. Davies, K. 1990, *Ionospheric Radio*, Institution of Engineering and technology, London, Doi: 10.1049/PBEW031E, ISBN: 9780863411861.
19. Davis. M. E. (1984), *Numerical Methods & Modeling for Chemical Engineers*, Virginia Polytechnic Institute and State University. John Wiley & Sons, inc. ISBN 0-471-88761-7.
20. Ferguson, J. A. (1998), Computer programs for assessment of long-wavelength radio communications, version 2.0, Tech. Docum. 3030, Space and Naval Warfare Systems Center, San Diego, California.
21. Glukhov, V. S., V. P. Pasko, and U. S. Inan (1992), Relaxation of transient lower ionospheric disturbances caused by lightning-whistler-induced electron precipitation bursts, *J. Geophys. Res.*, 97(A11), 16971–16979, doi:10.1029/92JA01596.
22. Grubor, D., D. Sulic, and V. Zigman (2005), Influence of solar X-ray flares on the Earth-ionosphere waveguide, *Serb. Astron. J.*, 171, 29–35, doi:10.2298/SAJ0571029G.

23. Grubor, D., D. Sulic, and V. Zigman (2008), Classification of X-ray solar flares regarding their effects on the lower ionosphere electron density profile, *Ann. Geophys.*, 26, 1731–1740.
24. Hathaway, D. H., R. M. Wilson, and E. J. Reichmann (1994), The shape of the sunspot cycle, *SoPh.*, 151, 177-190.
25. Hunsucker, R. D., and J. K. Hargreaves (2003), *The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation*, Cambridge Atmospheric and Space Science Series, Cambridge University Press.
26. Kelly Michael C. (2009), *The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics*, 2nd Edition, Academic Press, *Vol. 96, International geophysics series, ISSN 0074-6142, ISBN: 9780120884254*.
27. Lehtinen, N. G., and U. S. Inan (2007), Possible persistent ionization caused by giant blue jets, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L08804, doi:10.1029/2006GL029051.
28. McRae, W. M., and N. R. Thomson (2000), VLF phase and amplitude: Daytime ionospheric parameters, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 609–618.
29. McRae, W. M., and N. R. Thomson (2004), Solar flare induced ionospheric D-region enhancements from VLF phase and amplitude observations, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 66, 77–87.
30. Mitra, A. P. (1974), *Ionospheric Effects of Solar Flares*, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, vol. 46, D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Netherlands.
31. Mitra, A. P. (1981), Chemistry of middle atmospheric ionization—A review, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 43, 737–752.
32. Morfitt, D. G., and C. H. Shellman (1976), *MODESRCH: An improved computer program for obtaining ELF/VLF/LF propagation data*, Technical Report NOSC/TR 141, Naval Ocean System Centre, San Diego, California.
33. NaitAmor, S., M. A. AlAbdoaim, M. B. Cohen, B. R. T. Cotts, S. Soula, O. Chanrion, T. Neubert, and T. Abdelatif (2010), VLF observations of ionospheric disturbances in association with TLEs from the EuroSprite-2007 campaign, *J. Geophys. Res.*, 115, A00E47, doi:10.1029/2009JA015026.

34. Pal S. (2013), Numerical Modelling of VLF Radio Wave Propagation through Earth-Ionosphere Wave guide and its application to Sudden Ionospheric Disturbances, Ph.D. Thesis, University of Calcutta, India.
35. Palit, S., T. Basak, S. K. Mondal, S. Pal, and S. K. Chakrabarti (2013), Modeling of very low frequency (VLF) radio wave signal profile due to solar flares using the GEANT4 Monte Carlo simulation coupled with ionospheric chemistry, *Atmos. Chem. Phys.*, 13, 9159–9168, doi:10.5194/acp-13-9159-2013.
36. Pasko, V. P., and U. S. Inan (1994), Recovery signatures of lightning associated VLF perturbations as a measure of the lower ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 99, 17523–17537.
37. Pierce, E. T. (1961), Attenuation Coefficients for Propagation at Very Low
38. Frequencies (VLF) During a Sudden Ionospheric Disturbance (SID), National Bureau of Standards, *D. Radio Propagation*, 65, 543-546.
39. Poulsen, W. L. (1991), Modeling of very low frequency wave propagation and scattering within the Earth-ionosphere waveguide in the presence of lower ionospheric disturbances, Ph.D. Thesis, Stanford University.
40. Ratcliffe, John A., (1960), *Physics of the Upper Atmosphere*, University of Cambridge, Academic Press, New York.
41. Raulin, J. P., A. A. Pacini, P. Kaufmann, E. Correia, and M. A. G. Martinez (2006), On the detectability of solar X-ray flares using very low frequency sudden phase anomalies, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 68, 1029–1035.
42. Raulin, J. P., et al. (2010), Solar flare detection sensitivity using the South America VLF Network (SAVNET), *J. Geophys. Res.*, 115, A07301, doi:10.1029/2009JA015154.
43. Raulin, J. P., G. Trottet, M. Kretschmar, E. L. Macotela, A. Pacini, F. C. P. Bertoni, and I. E. Dammasch (2013), Response of the low ionosphere to X-ray and Lyman- α solar flare emissions, *J. Geophys. Res.*, 118, 570–575, doi:10.1029/2012JA017916.
44. Rees, M. H. (1989), *Physics and chemistry of the upper atmosphere*, Cambridge University press, Cambridge.

45. Rowe, J. N., A. P. Mitra, A. J. Ferraro, and H. S. Lee (1974), An experimental and theoretical study of the D-region—II. A semi-empirical model for mid-latitude D-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 755–785.
46. Scherrer, D., M. B. Cohen, T. Hoeksema, U. S. Inan, R. Mitchell, and P. Scherrer (2008), Distributing space weather monitoring instruments and educational materials worldwide for IHY 2007: The AWESOME and SID project, *Adv. Space Res.*, 42, 1777–1785.
47. Schmitter, E. D. (2013), Modeling solar flare induced lower ionosphere changes using VLF/LF transmitter amplitude and phase observations at a midlatitude site, *Ann. Geophys.*, 31, 765–773, doi:10.5194/angeo-31-765-2013.
48. Stewart B. (1882), Terrestrial magnetism, *Encyclopaedia Britannica*, 9th edition, Vol. 16, 159-184.
49. Strömngren, B. (1933), On the Interpretation of the Hertzprung-Russell-Diagram», *ZA*, 7, 222.
50. Thomson, N. R., and A. M. Clilverd (2000), Solar cycle changes in daytime VLF subionospheric attenuation, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 62, 601–608.
51. Thomson, N. R., and A. M. Clilverd (2001), Solar flare induced ionospheric D-region enhancements from VLF amplitude observations, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 63, 1729–1737.
52. Thomson, N. R., C. J. Rodger, and M. A. Clilverd (2005), Large solar flares and their ionospheric D region enhancements, *J. Geophys. Res.*, 110, A06306, doi:10.1029/2005JA011008.
53. Wait, J. R. (1962), Mode Conversion in the Earth-Ionosphere Waveguide, National Bureau of Standards, Tech. Note 151, Boulder, Colorado.
54. Wait, J. R. (1964), Some Remarks on Mode and Ray Theories of VLF Radio Propagation, National Bureau of Standards, 68, 1, Boulder, Colorado.
55. Wait, J. R., and K. P. Spies (1964), Characteristics of the Earth-Ionosphere Waveguide for VLF Radio Waves, National Bureau of Standards, Tech. Note 300, Boulder, Colorado.

56. Yeh, K. C., and C.H. Liu (1972), Theory of Ionospheric Waves, International Geophysics Series, Vol. 17, Academic Press. Editor J. Van Mieghem Royal Belgian Meteorological Institute, Uccle, Belgium.
57. Yonezawa, T. (1966), Theory of the formation of the ionosphere, Space Sci. Rev., 5, 3–56.
58. Zigman, V., D. Grubor, and D. Sulic (2007), D-region electron density evaluated from VLF amplitude time delay during X-ray solar flares, J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 69, 775–792.