

N° d'ordre : 21/2006-M/PH

République Algérienne Démocratique Et populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de physique



MEMOIRE

Présenté pour l'obtention du diplôme de MAGISTER

EN : PHYSIQUE

Spécialité : Physique Théorique de la Matière et des Hautes Energies

Par : Melle HADDADOU Atika

Sujet :

Sur la transformation des ondes dans un milieu plasma

Soutenu publiquement le 28/06/06, devant le jury composé de :

Mr. S. OUICHAOUI	Professeur (USTHB)	Président
Mr. R. ANNOU	Maître de Conférences (USTHB)	Directeur de thèse
Mr. F. CHAFA	Maître de Conférences (USTHB)	Examineur
Mr. T.BOUTAKDJERT	Maître de Conférences (USTHB)	Examineur

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
-------------------	---

CHAPITRE I

L' IONOSPHERE

I.1.Introduction.....	9
I.2.Propriétés des couches ionosphériques.....	9
I.3.Les applications	13
I.4.Conclusion.....	16
I.5.Références.....	17

CHAPITRE II

LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

II.1.Introduction.....	18
II.2. Choix de l'axiomatique.....	19
II.3. Interprétation mathématique de l'axiomatique.....	19
II.4.Conclusion.....	25
II.5.Références.....	26

CHAPITRE III

LES ONDES DE SURFACE

III.1. Introduction.....	27
III.2. L'onde de surface dans un plasma froid.....	28
III.3. Conclusion.....	32
III.4. Références.....	33

CHAPITRE IV

PROPOSITION D'UN NOUVEAU MECANISME DE GENERATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN REPONSE AUX ACTIVITES SISMIQUES

IV.1. Introduction.....	34
IV.2. Formulation.....	37
IV.3. Conclusion.....	45
IV.4. Références.....	47
Conclusion et perspective.....	49

Remerciements

Mes remerciements les plus vifs ainsi que ma profonde gratitude vont tout particulièrement à Monsieur R. ANNOU, Maître de conférences à l'U. S. T. H. B. Je tiens à lui exprimer toute ma reconnaissance de m'avoir proposé et dirigé ce travail.

Je remercie respectueusement Monsieur S. OUICHAOU, Professeur à l'U. S. T. H. B., de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de cette thèse. Je remercie vivement Madame F. CHAFA, Maître de conférences, également Monsieur A. MEZAOUI, chargé de cours., et Monsieur T. BOUTEKDJIRT, Maître de conférences pour l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail, et ceci en acceptant de faire partie de ce jury de thèse. Je tiens à leur témoigner ici ma profonde reconnaissance.

Je ne saurai oublier de remercier tous mes collègues du laboratoire de Physique Théorique, de m'avoir chaleureusement accueillie, encouragée et soutenue durant la réalisation du présent travail, pour leur soutien moral ainsi que toute l'amitié qu'ils m'ont témoignée.

Je ne saurai clore cette partie sans remercier ma famille particulièrement ma plus tendre et chère Mère à qui je dois, l'amour du savoir et ses encouragements vifs qui m'ont apportée réconfort et détermination tout le long de mes études. Ils vont également à mes frères : je citerai, Fayçal Salah Eddine, Sid Ahmed, Rédouane et à ma chère sœur Nassima pour leurs confiances inébranlable dans mes capacités. Et une pensée pour mes oncles maternels, mon grand - père El hadj Amer, ma grand - mère hadja ouardia, et mon cher oncle Ali, sa femme ces enfants et ma cousine dyhia.

Sans oublier de citer mon amie de tous les instants, Karima Nouali, et tous mes amis de l'université de l'U M M T O (Tizi-ouzou) et de l'université de L'USTHB (Alger) qui une seule feuille ne peut suffire pour citer leurs noms.

Au personnel de l'administration de post graduation et au personnel de la bibliothèque de la faculté de physique pour leurs disponibilités et leur aide, Je leurs présentes mes plus tendres remerciements.

A tous

un grand merci.

*À la mémoire de mon père
Qu'il repose au paradis.*

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Parmi les phénomènes naturels les plus dévastateurs qui ont toujours suscité l'intérêt des scientifiques, de part leur complexité, on trouve les séismes. Les séismes furent en vérité, mentionnés depuis l'antiquité. En effet, les grecs avaient pensé à l'existence des vents telluriques, en l'occurrence, les séismes seraient alors représentés par des pluies et des tornades. Les japonais avaient évoqué le grand dragon souterrain qui serait à l'origine du phénomène. Parmi les savants qui ont proposé une explication scientifique au phénomène sismique, nous citons le savant musulman *Ibn Sina*, qui avait écrit vers l'an 1000, un livre contenant sa thèse sur la formation des montagnes. Il fut suivi par un autre musulman *Jallal Eddine al Sayuti* qui déclara vers 1505 dans son livre « *Kashf al salsala an wasf al zalzala* » que le séisme doit être perçu non pas comme un phénomène de la terre figée, mais comme le résultat d'un paysage en mouvement brusque de la surface terrestre, provoqué par la libération d'une grande quantité d'énergie accumulée depuis des dizaines voir des centaines d'années [1], dans la région où il se manifeste. Cette énergie se propage sous forme d'ondes sismiques génératrices d'une série de mouvements vibratoires de la surface de la terre. Ces ondes sismiques émises, sont des ondes élastiques et peuvent donc traverser un milieu sans le modifier durablement. Elles sont de deux types, viz., ondes de volume et ondes de surface. L'onde longitudinale P ou primaire s'accompagne d'un changement de volume, elle représente une succession rapide d'espaces de compression et de dilatation à travers le milieu. La vitesse de propagation de cette onde atteint 14km/s [2] dans les milieux solides mais reste tributaire de la nature des roches et de la profondeur de propagation. Par contre, la vitesse diminue quand les ondes atteignent un milieu liquide ou de densité plus faible. L'onde complémentaire à l'onde P, est l'onde S, ou secondaire. C'est une onde transversale ou de cisaillement (voir **Fig.1**). A son passage, les mouvements du sol s'effectuent perpendiculairement au sens de

propagation, mais elle ne se propage pas dans les milieux liquides, et est par conséquent réfléchiée vers la surface.

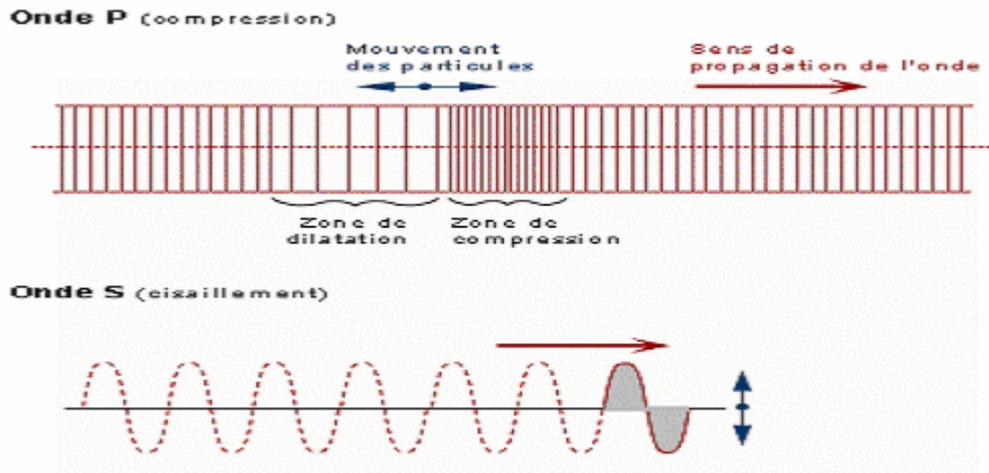


Fig.1 : Les ondes de Volume [9].

La propagation de l'onde S est moins rapide que celle de l'onde P (environ 1,7 fois plus lente que l'onde P) [2]. De même que pour les ondes P, la vitesse des ondes S augmente en rencontrant une densité plus élevée, et diminue quand la densité devient moins dense. Aux ondes citées plus haut, à savoir, les ondes P et les ondes S qui sont des ondes de volume, on définit leurs équivalentes les ondes qualifiées de surface telles que les ondes de Rayleigh et les ondes de Love . Le passage de l'onde de Rayleigh provoque le déplacement à la fois horizontal et vertical (voir **Fig.2**), dans un plan vertical parallèle à la direction de propagation de l'onde, et se déplace à vitesse faible ($\sim 3\text{km/s}$) [3] comparée à celle des ondes longitudinales et transversales pour un milieu donné, i.e., la vitesse de l'onde de Rayleigh est de l'ordre de 0,9 fois celle de l'onde transversale [4]. Le passage de l'onde de Love provoque quant à elle, un déplacement comparable à celui provoqué par les ondes de Rayleigh, mais sans mouvement vertical. Cette onde provoque un ébranlement horizontal qui est la cause de nombreux dégât aux fondations des édifices, et se propage à une vitesse de l'ordre de 4 km/s, i.e., plus élevée que celle des ondes de Rayleigh.

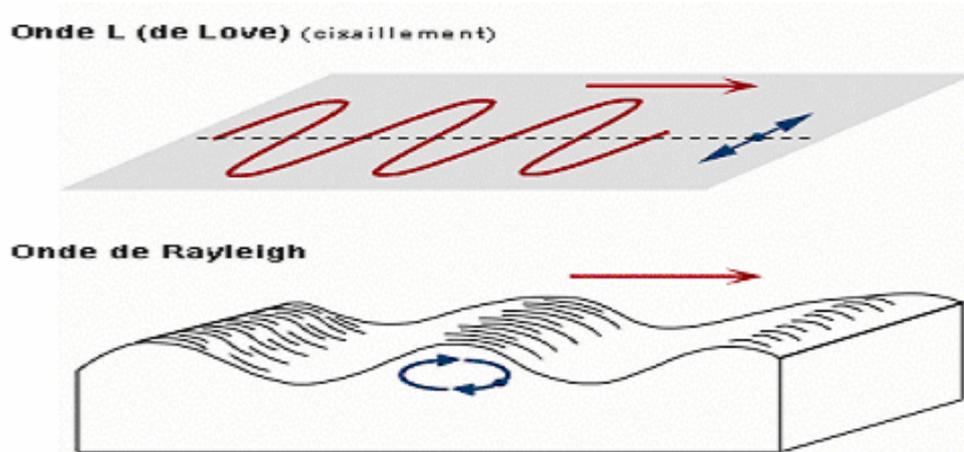


Fig.2 : Les ondes de Surfaces [9].

Les ondes de surface se limitent au voisinage de la surface terrestre. Le milieu est alors soumis à une combinaison de mouvements longitudinaux et transversaux dont l'amplitude diminue en fonction de la profondeur et ont une période de l'ordre de 10s, d'où le nom général d'ondes longues qu'on leur a données [4]. La propagation des ondes sismiques s'accompagnent d'effets destructeurs, qui sont au nombre de deux : les effets directs et les effets induits. Les effets directs, concernant les déformations liées aux vibrations résultant du passage des ondes sismiques, bien qu'elles perdent leur énergie au fur et à mesure qu'elles s'éloignent du foyer, elles peuvent être amplifiées par la topographie du site. Par exemple, les falaises, peuvent être un facteur important d'amplification des ondes. L'autre facteur influent sur les ondes est la nature du sous-sol, i.e, les ondes sismiques ne se propagent pas à la même vitesse selon leur milieu de propagation et occasionnent donc plus au moins de dégâts selon le lieu. Les effets induits, sont les phénomènes que les séismes peuvent déclencher sans que ces phénomènes ne soient en rapport direct avec eux. Ce type d'effets n'a principalement lieu que suite à de forts séismes. Les principaux phénomènes déclenchés par les séismes sont des mouvements de terrain tels que les glissements de terrain, les avalanches, les tsunamis ou encore les chutes de blocs de pierres. Il est intéressant de signaler que les séismes s'accompagnent de phénomènes précurseurs, par exemple : l'effet électromagnétique, l'effet électrique, l'effet magnétique et l'effet chimique. La génération d'impulsions

électromagnétiques a été enregistrée avant des séismes. La plus grande quantité de données a été obtenue dans la gamme de fréquences de 0.5Hz à 1.6MHz (basses et moyenne fréquences) [1] à quelques heures avant les séismes. Citons à titre d'exemple le séisme de Spitak (Arménie, 1988), qui a été précédé d'intenses impulsions électromagnétiques dans bande de fréquences 0.03à1Hz (moyenne fréquences), à une distance épacentrale de 110à140Km, et ceci 4 heures avant la secousse. Le séisme de Lome prieta (californie, 1989) a été précédé à son tour par l'enregistrement d'émissions électromagnétique dans la bande 0.01-0.5Hz, 3 heures avant l'événement [1]. La variation du champ magnétique quant à elle, a été surtout enregistrée après les essais nucléaires souterrains et les changements du niveau d'eau souterrain ; la variation pouvant atteindre 2nT. Les précurseurs géomagnétiques sont enregistrés à des distances épacentrales pouvant atteindre quelques centaines de kilomètres et à une dizaine de mois avant le déclenchement des séismes. En effet, la diminution du gradient du potentiel électrique a été enregistrée avant plusieurs séismes en Chine (exe.Hao 1988) et atteint 950 V/m. Notons que la durée de ces anomalies peut être de plusieurs jours. En ce qui concerne l'effet chimique, l'observation se porte sur la concentration en radon des eaux souterraines proches d'une faille active. Rappelons que le radon est un gaz radioactif naturel dont la concentration varie en fonction de la nature du sol ou encore des variations météorologiques. La teneur en radon augmenterait alors dans les eaux à l'approche de la rupture provoquant le séisme. Le radon piégé dans les roches profondes remonte à la surface à travers les fractures résultant des frictions. Il y a aussi comme effet précurseur aux séismes, l'émission de lumière dans l'atmosphère supérieure, qui peut être chauffée par les ondes infra-soniques d'origine sismique et par conséquent, émet une lumière rouge de 630 nm (atome d'oxygène) [5]. Cette émission s'intensifie à quelques heures avant les séismes. Dans le même ordre d'idées signalons que la prévision des séismes à partir de l'espace est basée sur l'hypothèse selon laquelle des mouvements terrestres pourraient provoquer des perturbations électromagnétiques dans l'atmosphère, particulièrement dans la couche ionosphérique. Rappelons que cette couche est située entre 60 et 1000Km [6] d'altitude et qu'elle est constituée de trois sous couches (**D**, **E**, **F**), la dernière

sous- couche, à savoir, F se subdivise en deux sous couches (F_1 , F_2) selon la lumière du jour. En effet le dernier satellite mis en orbite en Avril 2005, appelé DEMETER [7] (Detection of Electromagnetic Emission Transmitted from Earthquake Regions), a pour mission la détection des émissions électromagnétiques dues aux tremblements de terre. Rappelons aussi que lorsque les ondes sismiques de surface à grande distance (ondes de **Rayleigh**), se propagent dans le sol à des vitesses de l'ordre 3 à 4Km/s, leurs amplitudes peuvent atteindre quelques mm pour des séismes de magnitude supérieure à 7 sur l'échelle de Richter [8]. En tout point de la terre, s'effectue un couplage entre le sol et l'atmosphère permettant à l'onde sismique de générer une onde acoustique. Cette onde acoustique se propage verticalement à la vitesse du son (environ 300m/s). Grâce à la conservation de l'énergie et sous l'effet de la décroissance de la densité atmosphérique, l'amplitude de l'onde est de l'ordre de 100m lorsqu'elle arrive dans l'ionosphère pour la catégorie de séisme précitée alors qu'elle est de l'ordre de 1mm au sol [8]. Ce déplacement vertical est mesurable par sondage ionosphérique HF (Haute Fréquence), grâce à la variation de la fréquence de l'onde de sondage par effet Doppler.

CONTRIBUTION DE LA PRESENTE THESE

Dans cette thèse, nous proposons un nouveau mécanisme de génération des ondes électromagnétiques lors d'un séisme.

Une succincte description du travail est présentée ci- après :

Dans le **chapitre I**, nous donnons un aperçu du milieu dans lequel sont générées les ondes électromagnétiques, viz., l'ionosphère. La couche ionosphérique est ionisée par le rayonnement solaire et constitue un plasma partiellement ionisé. Elle est le lien entre le sol et l'atmosphère, et le siège de perturbations ionosphériques. Tous les rayonnements électromagnétiques issus de la terre ou y parvenant vers la terre, traversent l'ionosphère si leur énergie est suffisante. Cette dernière se situe entre la mésosphère et la magnétosphère, c'est- à- dire, entre 90 et 800km d'altitude. Nous distinguons trois couches aux propriétés particulière vis-à-vis de la propagation des ondes, i.e. les couches **D**, **E**, et **F**. La couche **D** absorbe les ondes de fréquences

inférieures à quelques MHz, et disparaît immédiatement après le coucher du soleil. Cette couche est incontournable pour diverses applications, telles que, militaires, en météorologie et en télécommunication.

Dans le **chapitre II**, nous étudions la propagation des ondes électromagnétiques particulièrement dans les plasmas. Les ondes radio, dont l'intérêt dans la radio – astronomie et les communications est indéniable, se propagent dans l'ionosphère terrestre, l'atmosphère solaire, les espaces interstellaire et interplanétaire, et dans les nébuleuses qui sont dans l'état plasma. En outre, différents types d'ondes électromagnétiques de basses fréquences, se propagent dans l'ionosphère et dans l'espace (exp. couronne solaire). Les ondes électromagnétiques se propagent aussi dans des plasmas générés au laboratoire, à savoir, dans les tubes à décharges et les machines à fusion. Les ondes électromagnétiques évoluent dans l'espace et le temps selon l'équation d'onde. Afin de la déterminer, nous avons reformulé la théorie de l'électromagnétisme selon une approche axiomatique, et dans ce cadre les équations de Maxwell ont été démontrées.

Dans le **chapitre III**, la notion d'ondes de surface est exposée. Les ondes de surface, sont des ondes qui se propagent à l'interface de deux milieux distincts. Nous citons à titre d'exemple, l'onde produite à la surface de l'eau lorsque on jette une pierre dans une mare, et les ondes élastiques générées par les séismes, telles que les ondes de Love et de Rayleigh. Les ondes de surface électromagnétiques et les ondes de surface plasma se propagent, quant a elles, à l'interface plasma/ vide ou plasma / milieu neutre. Cette interface est une discontinuité de la densité du plasma.

Dans le **chapitre IV**, il est exposé l'essence du modèle proposé. En effet, il a été observé que lorsque la terre tremble, des perturbations électromagnétiques sont générées dans l'ionosphère. Ces perturbations ont été mises en évidence expérimentalement. Néanmoins, les processus en cause ne sont toujours pas encore élucidés. Nous proposons un mécanisme selon lequel, toute perturbation de la croûte terrestre est véhiculée sous forme d'ondes acoustiques par l'atmosphère neutre à l'ionosphère. Le couplage entre l'onde de surface de haute fréquence et la corrugation donne lieu à un

courant non linéaire, à même de générer des ondes électromagnétiques détectables par satellites et les radars.

REFERENCES

- [1] K. Baddari, M. Djeddi, *Elément de sismologie*, OPU-Algérie, p 1-5 (1994).
- [2] Institut d'information sur les Risques Majeurs en Iser, *Les séismes*.
Adresse URL : <http://www.irma-grenoble.com/04risques/041risques-naturels/seismes.htm>. (Page consultée le 05/09/04).
- [3] G.D. Aburdzhaniya; Plasma Phys. Rep. **22**, 954 (1996).
- [4] M. Djeddi, H. Shout, *Bases physiques des Méthodes Sismiques*, OPU-Algérie, p20-24 (1997).
- [5] Encyclopédia Britannica, *Au Sujet Du Tremblement de Terre*,
Adresse URL: <http://www.crystalinks.com/earthquakes1.html>. (Page consultée le 04/01/05).
- [6] R.Guillame (webmaster), *l'ionosphère*, [Enligne]. Adresse URL :
<http://assoc.wanadoo.fr/f5zv/RADIO/RM/RM10/RM10C05.html>
(Page consultée le 18/03/05).
- [7] CNES, Demeter, [Enligne]. Adresse URL:
[http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_\(science\)](http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_(science)). (Page consultée le 21/05/05).
- [8] S.A. Pulnits, *Seismic activity as a source of the ionospheric variability, Russian academy of Science, (IZIMIRAN), troisk, Moscou region, 142092, Russia*.
- [9] P.André Bouque et l'université Laval, *Les Séismes*, [Enligne].
AdresseURL :
<http://www.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/s1/seismes.html>. (Page consultée le 05/12/05)

CHAPITRE

I

CHAPITRE I

L'IONOSPHERE

I.1. INTRODUCTION

L'ionosphère est une région de l'atmosphère ionisée située entre la mésosphère* et la magnétosphère, c'est-à-dire entre 90 et 800 km d'altitude. Le premier à avoir mis en évidence cette région est Marconi (1901) en établissant la première liaison transatlantique par ondes radio. Afin d'expliquer de quelle manière les signaux radiotélégraphiques émis par Marconi ont pu contourner la terre, Oliver Heaviside en Angleterre et Arthur Kennelly en Amérique en 1902 ont supposé l'existence à très haute altitude, de couches réfléchissantes pour les ondes radio appelées les couches de Kennelly – Heaviside. Cependant, c'est en 1925 que le physicien anglais Edward Appleton a établi par l'expérience la présence des couches imaginée par Heaviside et Kennelly. En outre, il a fallu attendre vingt huit ans (1929) pour que le mot « **Ionosphère** » proposé par Robert Watson – Watt, remplace celui de couches de Kennelly – Heaviside, et trente ans pour que Sidney Chapman élabore sa théorie de la formation des couches de l'ionosphère par l'action du rayonnement UV solaire [1].

I.2. PROPRIETES DES COUCHES IONOSPHERIQUES

On distingue généralement trois couches aux propriétés particulière vis- vis de la propagation des ondes .Nous présentons les différentes propriétés électroniques de ces couches selon leur altitude, température, pression et densité dans le tableau suivant [2] :

*La mésosphère est la troisième couche la plus élevée dans notre atmosphère, occupant la région de 50 kilomètres à 80 kilomètres au-dessus de la surface de la Terre.

Tableau indiquant les propriétés de la couche ionosphérique

Couche	Altitude (Km)	Température (°C)	Pression (Pa)	Densité de charge (e-/ m3)
D	60 à 90	-76	2	10^{10}
E	90 à 120	-50	0.01	10^{11}
F	120 à 800	1000	0.0001	10^{10}

La couche **F**, qui est constituée d'atomes d'oxygène, d'azote et d'hydrogène, est très dépendante de l'activité solaire, notamment pendant les maxima du cycle solaire. Son altitude fluctue en fonction du rayonnement solaire ; elle se scinde pendant la journée en deux sous-couches **F₁** et **F₂** lesquelles se recombinent durant la nuit. La couche **E** quant à elle est constituée d'oxygène et de monoxyde d'azote moléculaire ionisés ainsi que d'ions météoritiques. Diurne et présente tout au long du cycle solaire, elle réfléchit les ondes de quelques MHz jusqu'à une fréquence limite qui dépend de l'angle d'incidence de l'onde sur la couche et de la densité de celle-ci. Enfin la couche **D** est constituée d'ions polyatomiques, et est absorbante pour les ondes de fréquence inférieure à quelques MHz. Elle disparaît immédiatement après le coucher du soleil.

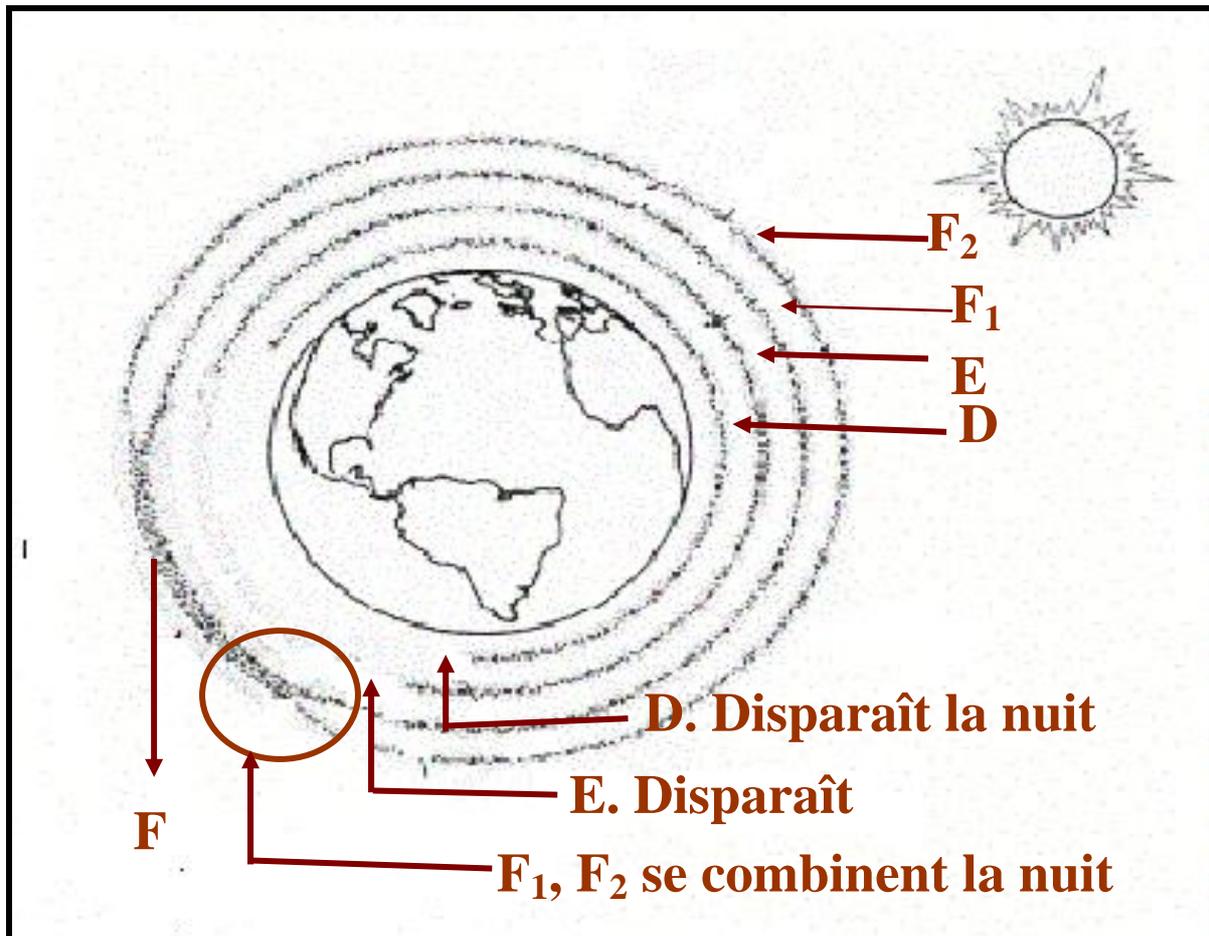


Fig.1. *Différentes couches pendant une période de 24H selon la figure [3]*

L'ionosphère est liée à de multiples activités, e.g, le domaine militaire, la météorologie mais surtout les télécommunications. Sous – jacente à toutes ces activités est l'interaction ionosphère / ondes. En effet les ondes se propagent dans les couches ionisées avec une vitesse de propagation qui dépend de l'indice de réfraction lequel est tributaire de l'onde et de la densité électronique N du milieu. Dans la mesure où ce sont les électrons qui jouent un rôle prépondérant, grâce à leur faible inertie, ils sont mis en mouvement sous l'influence du champ électrique de l'onde électromagnétique. L'énergie qu'ils reçoivent de l'onde leur permet d'osciller et de rayonner à nouveau une onde de fréquence identique mais de phase différente, provoquant ainsi un changement de direction de l'onde

incidente. La formule qui permet de calculer n , l'indice de réfraction du milieu ionisé est donnée par, $n = \sqrt{1 - 81N / f^2 \cdot 10^{-12}}$, [2] où f est en MHz et N en électrons / m³. Il apparaît donc que la Variation de l'indice de réfraction pour la fréquence de 9MHz par exemple en fonction de l'altitude indique que la réflexion s'effectue à l'altitude de 320 km, lorsque l'indice de réfraction s'annule [2]. La déviation d'un rayon lumineux par réfraction se produit lorsque le rayon traverse deux milieux transparents dont les indices de réfraction sont différents. Un phénomène semblable se produit pour une onde radio qui traverse l'ionosphère mais, comme l'indice de réfraction varie en continu, l'onde est déviée progressivement et son trajet ressemble à une courbe .Pour mieux comprendre le phénomène, on peut imaginer une tranche d'ionosphère comportant un nombre de niveaux limité et d'indices de réfraction variant de n_6 à n_0 . En passant du milieu 7 au milieu 6 avec un angle d'incidence i_{67} le rayon est dévié d'un angle θ_{67} .

Le même phénomène se produit en passant du milieu 6 au milieu 5 et ainsi de suite. L'indice de réfraction diminue au fur et à mesure que l'ionisation augmente (voir **Fig.2**).

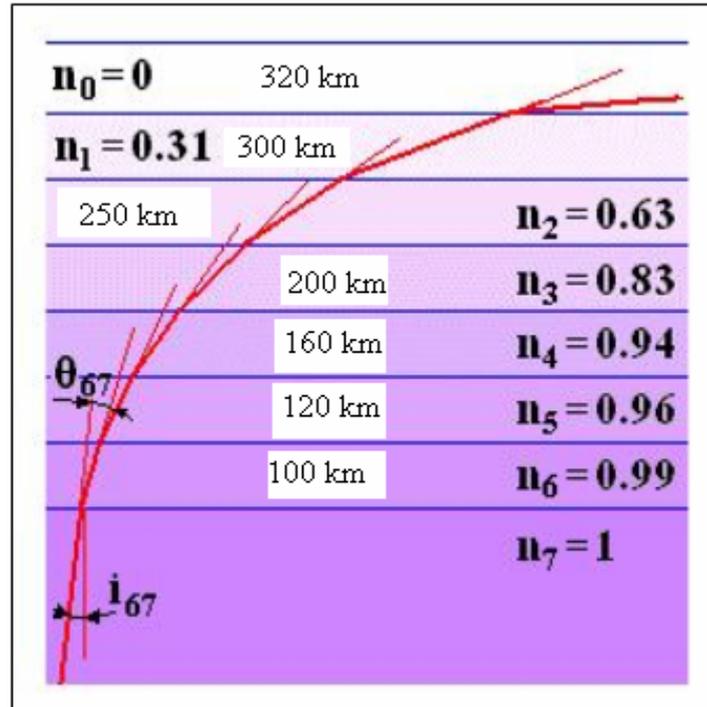


Fig : schématisation de la diminution de l'indice de réfraction en fonction de l'ionisation

I.3. LES APPLICATIONS

La couche de l'ionosphère nous protège des bombardements incessants de particules venues de l'espace, e. le vent solaire. Le vent solaire est constitué d'un flux de plasma projeté du soleil dans l'espace interstellaire. Le plasma est formé de particules chargées positivement et négativement, et se déplace à la vitesse de un à trois millions de kilomètre par heure. Le vent solaire éjecté par le soleil dans toutes les directions finit par arriver au niveau de la Terre [4]. A environ 65000 km de la Terre, les particules solaires sont stoppées par ce que l'on appelle la magnétopause, c'est-à-dire l'extrémité de la magnétosphère. En fait , ces particules ne sont pas stoppées mais sont déviées et sont amenées à suivre le contour de la magnétopause, se retrouvant dans la queue de la magnétosphère , les protons et les électrons constituant le vent solaire suivent ensuite des trajectoires les ramenant vers la Terre . L'interaction de ces particules avec la Terre donne lieu aux aurores polaires. Les aurores polaires sont des phénomènes

qui se produisent dans la haute atmosphère terrestre et qui se manifestent généralement au cours de la nuit par l'apparition dans le ciel de lueurs dont la forme et l'intensité peuvent évoluer rapidement. Elles sont observable généralement à de hautes latitudes nord (aurores boréales) ou sud (aurores australes). Elles se forment dans l'ionosphère terrestre, couche supérieure de l'atmosphère. Fig.3 [5].



Fig.3. Aurore vue du ciel

L'étude de l'ionosphère reste un domaine de recherche, très important, où il est utile d'exploiter toutes les caractéristiques du phénomène de propagation pour le développement des moyens de télécommunication (GPS, GSM, Satellite, ...) afin d'apporter plus de confort et de sécurité aux individus et à notre planète. Citons pour clore, le projet Haarp Il a comme but la recherche dans le domaine de la haute fréquence appliquée à l'ionosphère. Il s'agit d'une vaste installation qui s'étend sur plusieurs hectares à Gakona en Alaska (voir Ref. [3]), planté de 48 antennes de 20 mètres de haut, reliées chacune à un émetteur de 1 million de Watts de puissance. Toute la technologie contenue dans le projet « **Haarp** » revient, grosso modo, à pointer vers l'ionosphère un faisceau d'ondes à hautes fréquences (**HF**), et ceci à pour effet de générer un énorme miroir virtuel qui agit comme une antenne. Cette « antenne » virtuelle réémettra des fréquences extrêmement basses (ELF : Extremely Low Frequencies) vers la Terre. Cet effet

d'antenne virtuelle ainsi déployée dans le ciel, crée une sorte de four micro-ondes géant dans un territoire donné de l'ionosphère.

I.4. CONCLUSION

Nous venons de donner un aperçu sur la constitution de l'ionosphère, ses caractéristiques et sur le mode de propagation des ondes radio dans cette couche et son domaine d'utilité. Cette couche supérieure de l'atmosphère est un milieu ionisé en contact avec la partie basse et neutre de l'atmosphère ; elle est fondamentale dans le modèle que nous établissons dans le chapitre **IV**, et qui explique la transformation des ondes sismiques en ondes électromagnétiques. Le chapitre suivant est consacré à l'étude des ondes électromagnétiques, où il est proposé une reformulation axiomatique de la théorie de l'électromagnétisme. Selon cette approche, on peut parler de la démonstration des équations de Maxwell. L'équation d'onde est exposée.

I.5. REFERENCES

- [1] R.Guillame (webmaster), *l'ionosphère*, [Enligne]. Adresse URL :
<http://assoc.wanadoo.fr/f5zv/RADIO/RM/RM10/RM10C05.html>
(Page consultée le 18/03/05).
- [2] R.Guillame (webmaster), Condition de la réflexion ionosphérique d'une onde, [Enligne]. Adresse URL :
<http://assoc.wanadoo.fr/f5zv/RADIO/RM/RM10/RM10E04.html>. (Page consultée le 18/03/05).
- [3] A.Gossens, *L'arme Ultime ! Les anges ne jouent pas de cette HAARP !* [Enligne]. Adresse URL :
<http://www.conspiration.cc/sujets/arme/HAARP.htm>. (Page consultée le 13/04/05).
- [4] MPSI. *Les aurores polaire ou les feu des cieux*, [En ligne]. Adresse URL :
<http://mp01.free.fr/aurores1/aurores.htm>. (Page consultée le 05/04/05).
- [5] Les aurores, [En ligne]. Adresse URL :
<http://mp01.free.fr/aurores1/aurores.htm>. (Page consultée le 10/04/05).

CHAPITRE

II

CHAPITRE II

LA PROPAGATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

II.1. INTRODUCTION

Les ondes électromagnétiques (EM) sont incontournables en physique. Par conséquent, leur propagation dans les différents milieux physique, viz., solides, fluides ou ionisés, revêt une importance certaine. En effet, les ondes radio, instrument de communication avec les satellites artificiels et les fusées, ainsi qu'une multitude d'ondes EM de basses fréquences, se propagent dans les couches supérieures de l'atmosphère, appelées ionosphère [1]. Les ondes radio d'origine cosmique se propagent dans l'atmosphère solaire, dans les nébuleuses et dans l'espace interstellaire et interplanétaire. Les ondes plasma qui se propagent dans la couronne solaire et l'ionosphère, peuvent être évoquées aussi, ainsi que les ondes magnétohydrodynamiques, dans la mesure où leur évolution est décrite par le même système d'équations électrodynamique à mentionner ci-après [2]. De même, les plasmas générés au laboratoire, e.g., par les décharges, peuvent être le siège d'une variété d'ondes EM. En outre, lors de l'étude de l'optique des métaux, de la perte d'énergie discrète dans les solides, en général, etc., le recours à la notion d'ondes EM et leur propagation est nécessaire. Alors, la connaissance des lois régissant la propagation des EM est un préalable à l'étude de l'interaction ondes EM / matière. En fait, la propagation des ondes électromagnétiques est régie par une équation appelée équation d'onde. Cette équation est le résultat de la manipulation du système d'équations différentielles dites de Maxwell [3]. Ces équations qui sont à la base de l'électromagnétisme ne sont pas le résultat d'une théorie self-consistante, en d'autres termes, elles ne sont pas le résultat d'une démonstration mais sont la formulation

de faits expérimentaux. Dans ce qui suit, nous reprenons la démonstration de ces équations déjà proposée par Annou (c.f. Ref. [4]) et obtenons l'équation d'onde valable quelque soit le milieu. En effet, l'effet électrique a été observé au début du **XVII^{eme}** siècle par Kelvin, Coulomb, Volta, Cavendish etc. Il est prouvé que la matière a un attribut appelé charge électrique qui est à l'origine d'une nouvelle forme d'interaction à l'instar de la gravité, l'interaction électromagnétique. De plus, l'effet magnétique était déjà connu, mais c'est en 1820 que la relation entre l'électricité et le magnétisme a été découverte par Oersted[2]. Il a été étudié par Ampère, Faraday et Henry. Finalement, Maxwell a proposé le courant de déplacement et a pu construire un modèle cohérent pour expliquer ces phénomènes et proposer une théorie de l'électromagnétisme [1]. Nous nous proposons de reformuler la théorie de Maxwell en adoptant un nombre minimal nécessaire d'axiomes (ou de principes), à partir desquels on démontre toutes les équations de Maxwell.

II.2. CHOIX DE L AXIOMATIQUE

Soit Q la charge électrique.

Axiome 1

La charge électrique Q est conservée.

Axiome 2

La charge électrique Q agit sur l'espace et influence les charges présentes dans cet espace.

Axiome 3

L'énergie totale est conservée.

II.3. INTERPRETATION MATHEMATIQUE DE L AXIOMATIQUE

1. Soit une surface fermée entourant la charge, et soit le vecteur densité de courant, $\vec{j} = \rho \vec{v}$ où ρ est la densité de charge alors que \vec{v} est la

vitesse des charges en mouvement. Le premier axiome veut dire que la quantité de charge sortant de cet espace est égale à celle entrant dans cet espace. Alors, il est facile de démontrer la relation de continuité suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0 \quad (\text{II-1})$$

2. a. « La charge électrique agit sur l'espace », veut dire, qu'il existe une quantité physique définie dans l'espace et qui dépend de la charge, qu'on pourrait noter \vec{E} champ électrique, qui agit sur l'espace. Si on considère la charge Q entourée par une surface mathématique, le flux du champ \vec{E} serait proportionnel à Q , en l'occurrence,

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{s} = \alpha Q \quad (\text{II-2})$$

Le coefficient α dépend du système d'unités choisi. Cette équation s'écrit localement sous la forme,

$$\nabla \cdot \vec{E} = \alpha \rho \quad (\text{II-3})$$

2. b. « La charge Q influence les autres », veut dire que si l'on met une charge q dans l'espace de Q , cette dernière affectera le mouvement de la première par le biais d'une force \vec{F} , cette force dépend de q et \vec{E} (à travers Q),

$$\vec{F} = f(q, E) \quad (\text{II-4})$$

La plus simple dépendance est une dépendance linéaire, viz,

$$\vec{F} = q \vec{E} \quad (\text{II-5})$$

3. Soit le volume V de l'espace contenu dans la surface entourant Q . La variation de l'énergie du champ est due à deux facteurs :

a- Le champ cède de l'énergie à la matière.

b- Le champ perd de l'énergie par rayonnement à travers la surface qui entoure le volume V .

Soient u la densité d'énergie et \vec{S} le vecteur flux d'énergie. La perte d'énergie s'exprime en termes mathématiques comme suit :

$$-\int_V \frac{\partial u}{\partial t} d\tau = \oint \vec{S} \cdot d\vec{\Sigma} + (\text{travail fourni à la matière par unité de temps}) . \quad (\text{II-6})$$

Le travail par unité de temps étant donné

par $P = \vec{F} \cdot \vec{v} = q\vec{E} \cdot \vec{v} = \vec{E} \cdot (q\vec{v}) = \vec{E} \cdot (\vec{j} d\tau)$, l'équation (II-6) se réécrit sous la forme,

$$\int_V \left(-\frac{\partial u}{\partial t} - \nabla \cdot \vec{S} - \vec{E} \cdot \vec{j} \right) d\tau = 0 . \quad (\text{II-7})$$

Cette équation étant valable quelque soit le volume, l'intégrand doit nécessairement s'annuler, ce qui aboutit à l'équation locale suivante :

$$-\frac{\partial u}{\partial t} = \nabla \cdot \vec{S} + \vec{E} \cdot \vec{j} . \quad (\text{II-8})$$

En résumé, nous avons le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{j} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{II-9})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{S} = -\vec{E} \cdot \vec{j} \end{array} \right. \quad (\text{II-10})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{E} = \alpha \rho \Rightarrow \rho = \frac{\nabla \cdot \vec{E}}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} (\nabla \cdot \vec{E}) \end{array} \right. \quad (\text{II-11})$$

En dérivant (II-11) par rapport au temps et en la combinant avec (II-9) on obtient,

$$\nabla \cdot \left\{ \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \vec{j} \right\} = 0 . \quad (\text{II-12})$$

Il existe un vecteur qu'on peut noter \vec{H} et qui vérifie l'équation suivante :

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (\text{II-13})$$

Alors l'équation (II.12) s'écrit : $\nabla \cdot (\nabla \times \vec{H}) = 0$.

C'est la fameuse équation de Maxwell-Ampère.

Il est à signaler que le courant de déplacement est un résultat naturel des principes de conservation, alors qu'il a été introduit par Maxwell d'une manière artificielle. A ce stade, il est nécessaire de modéliser l'axiomatique adoptée, à savoir, utiliser une forme pour u et \vec{S} . Nous avons montré que l'existence de Q implique nécessairement un effet double, viz., électrique et magnétique d'où, la possibilité d'écrire, $\vec{S} = \vec{S}(\vec{E}, \vec{H})$ et $u = u(E^2, H^2)$.

En vérité, plusieurs formes peuvent être choisies, mais nous choisissons les plus simples, à savoir,

$$\begin{cases} \vec{S} = \vec{E} \wedge \vec{H} \\ u = \frac{1}{2}(\gamma E^2 + \beta H^2). \end{cases}$$

En injectant ces deux formes dans (II-10) et en tenant compte de (II-13),

tout en prenant $\gamma = \frac{1}{\alpha}$, on obtient la relation,

$$\vec{H} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial t} (\beta \vec{H}) + \nabla \times \vec{E} \right] = 0 \quad (\text{II-14})$$

Il suffit de prendre alors,

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \beta \vec{H} \quad (\text{II-15})$$

Nous venons d'obtenir une nouvelle équation, qui s'apparente à une autre équation de Maxwell (Maxwell-Faraday). Appliquons la divergence aux deux membres de l'équation (II-15) pour obtenir,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \cdot \beta \vec{H}) = 0. \quad (\text{II-16})$$

On obtient alors l'équation du flux,

$$\nabla \cdot \beta \vec{H} = \rho_m = cte. \quad (\text{II-17})$$

Notre présente formulation de l'électrodynamique n'exclut pas l'existence des monopoles magnétiques, mais nous les omettons pour rester en conformité avec l'expérience, i.e, $\rho_m = 0$.

Pour récapituler, sachant qu'en régime harmonique $\frac{\partial}{\partial t} \equiv i\omega$, les équations de Maxwell sont les suivantes dans le système CGS,

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{i\omega}{c} \varepsilon \vec{E} \quad (\text{II-18})$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho \quad (\text{II-19})$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{i\omega}{c} \vec{H} \quad (\text{II-20})$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (\text{II-21})$$

En appliquant l'opération $\nabla \times$ à l'équation (II-12) et en appliquant (II-18) sachant l'identité $\nabla \times \nabla \times \vec{H} = -\nabla^2 \vec{E} + \nabla(\nabla \cdot \vec{E})$, on obtient l'équation d'onde,

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon \vec{E} - \frac{4\pi i}{\omega} \vec{j} \right) = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \vec{j}_{ext} \quad (\text{II-22})$$

Dans de nombreuses situations réelles, e.g., dans l'ionosphère et l'espace, \vec{j} dépend linéairement de \vec{E} avec le coefficient de proportionnalité représentant la conductivité, i.e., $\vec{j} = \sigma \vec{E}$. Nous pouvons alors définir une permittivité complexe par,

$$\varepsilon' = \varepsilon - \frac{4\pi\sigma}{\omega} i \quad . \quad (\text{II-23})$$

L'équation d'onde (II-22) se réduit alors à,

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \vec{E} = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \vec{j}_{ext} \quad . \quad (\text{II-24})$$

En général la permittivité du plasma peut être considérée constante. Il est à rappeler que l'équation d'onde est impossible à résoudre lorsque l'on a à traiter un milieu inhomogène ($\varepsilon'(x, y, z)$). On se rabat alors sur le cas uni-dimensionnel où $\varepsilon' = \varepsilon'(z)$, et à ce titre la propagation des ondes planes ($\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$) est incontournable. Cette approximation étant valide dans l'étude de l'ionosphère par les ondes radio. Mais alors, la divergence du champ électrique associé à une onde EM est nulle : $\nabla \cdot \vec{E} = -i\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$.

II.4.. CONCLUSION

Nous venons de reformuler la théorie de l'électromagnétisme selon une approche axiomatique pour démontrer les équations de Maxwell, et cela afin d'obtenir l'équation d'onde. A partir de cette dernière, nous pouvons montrer qu'il peut y avoir génération d'un champ électromagnétique lors d'un tremblement de terre qui perturbe la couche ionosphérique, et y induit en combinaison avec les ondes de surface plasma qui se propagent le long de l'interface ionosphère/atmosphère, un courant \vec{j} qui sera calculé par la suite dans le dernier chapitre. Dans le chapitre suivant, nous introduisons la notion d'ondes de surface qui se propagent à la frontière des plasmas finis ou semi-finis, et qui constituent un ingrédient nécessaire dans notre modèle.

II.5. REFERENCES

- [1] V.I. Ginsberg, *Propagation of EM waves in plasma*, (Ed. Gordon and Breach Science Pub. Inc. New York 1961).
- [2] J.D.Jackson, *classical Electrodynamics*, (John Wiley & Sons Inc. New York, 1962).
- [3] Alonso et E. J. Finn, *Physique générale 2, champs et ondes*, (2^{ème} Edition, 1986).
- [4] R.Annou, *Transcendance : action de concilier la foi et la science*, 1989(non publié).

CHAPITRE

III

CHAPITRE III

LES ONDES DE SURFACE

III.1. INTRODUCTION

Dans un solide, en général, se propagent les ondes de volume. Le vecteur d'élongation \vec{u} est la somme de \vec{u}_l représentant le déplacement parallèlement à la direction de propagation et de \vec{u}_t représentant le déplacement perpendiculairement à la direction de propagation. L'onde de volume peut être séparée donc, en deux composantes indépendantes qui se propagent à des vitesses différentes. Par opposition à ces ondes, on a les ondes de surface qui se propagent à la surface du solide et pour lesquelles, la distinction en deux parties indépendantes n'est plus possible, eu égard aux conditions aux limites. Les ondes de surface sont en fait des modes propres des systèmes- finis (ou limités). et ont des amplitudes qui décroissent loin de l'interface. Les ondes de surface sont les plus rencontrées dans la nature, exp., les ondes se propageant à la surface de l'eau, mais elles sont plus difficiles à analyser du point de vue mathématique que les ondes de volume. Il est un fait connu, qu'aux ondes sont associées des instabilités : l'instabilité de **Rayleigh** Taylor, apparaissent lorsqu'un fluide léger est mis sous un fluide dense, l'instabilité de **Kelvin - Helmholtz** qui survient lorsque des couches d'un fluide stratifié sont en mouvement relatif transversal, et l'instabilité de **Mullins- Sakerka** relative à la déformation spontanée de l'interface solide- solide en fusion (en l'occurrence le même matériau dans deux états différents).

En ce qui concerne notre domaine d'études, à savoir, la physique des plasmas, les ondes de surfaces qui sont de natures multiples, revêtent un intérêt particulier. La recherche sur les ondes de surface dans les plasmas produits par décharge conduite entre 1960 et 1970 était si intense et fructueuse que les systèmes à guide- d'ondes plasma ont été consacrés comme nouvel axe de

recherche. En outre, lors de l'interaction d'un laser avec un métal, les ondes de surfaces constituent un maillon important dans le transfert résonnant de l'énergie exp, la lithographie. L'effet de la finitude du plasma sur les ondes plasmas est la discrétisation du spectre, comme c'est le cas dans un guide d'ondes. On peut même constater l'excitation de nouveaux modes qui n'ont pas d'équivalents dans les ondes de volume, exp, ondes acoustiques électroniques. La propagation des ondes de surfaces le long de l'interface plasma/vide, est d'un intérêt certain dans des applications aussi diverses que le diagnostic le processing plasma des matériaux, ainsi que les applications relatives à l'astrophysique (magnétosphère, couronne solaire). Nous donnons ci-après un exemple de calcul de la relation de dispersion des ondes de surface dans un cas particulier.

III.2. L'ONDE DE SURFACE DANS UN PLASMA FROID

La permittivité diélectrique de ce plasma en l'absence d'un champ magnétique extérieur est donnée par la relation suivante :

$$\varepsilon_{ij}(\omega, r) = \varepsilon(\omega, r) \delta_{ij} \quad , \quad \text{(III-1)}$$

Avec,

$$\varepsilon(\omega, r) = 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + i\nu_{\alpha})}$$

$\omega_{p\alpha}$, est la fréquence plasma de l'espèce α , et ν_{α} est la fréquence de collision

[1]. Dans le cas d'une discontinuité abrupte voir (Fig.1), nous supposons la distribution de Heaviside, à savoir,

$$n_{\alpha}(x) = \begin{cases} n_{0\alpha} & \text{si } x > 0 \\ 0 & \text{si } x < 0 \end{cases} \quad \text{(III-2)}$$

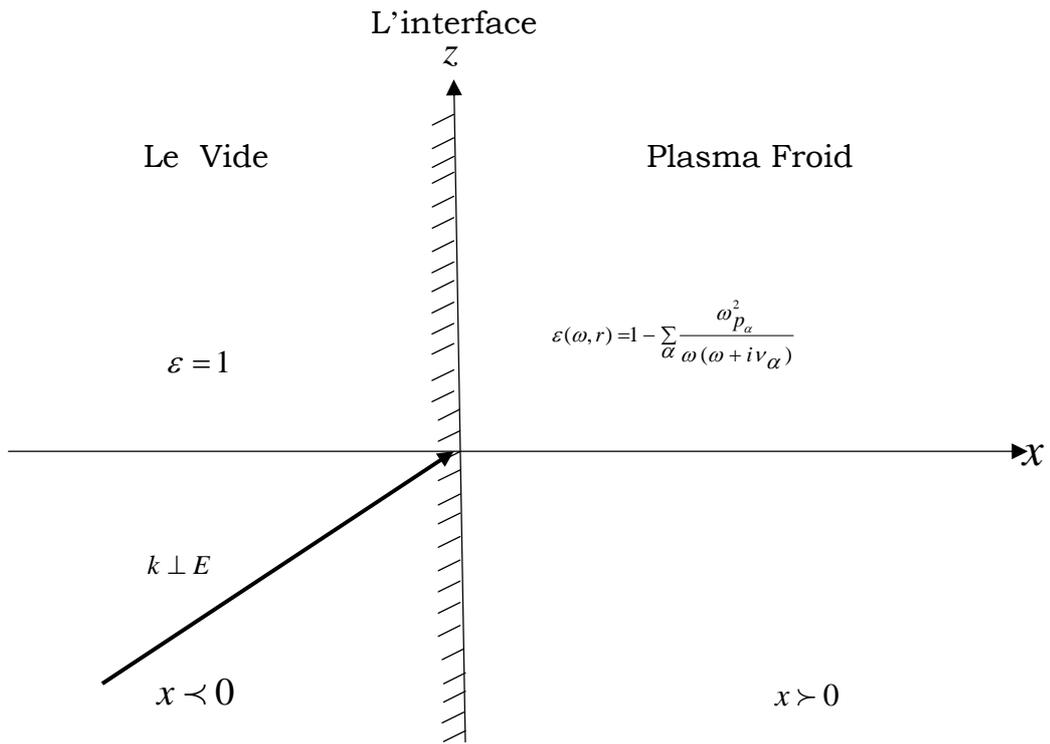


Fig.1.

Nous pouvons alors écrire les champs sous la forme $A(x) \exp(-i\omega t - ik_z z)$,
et les équations qui les décrivent sont données par,

$$\nabla \times \vec{E} = \frac{i\omega}{c} \vec{B} \quad (\text{III-3})$$

C'est-à-dire,

$$\left\{ \begin{array}{l} k_z E_y + \left(\frac{\omega}{c}\right) B_x = 0 \\ k_z E_x + i \frac{\partial E_z}{\partial x} - \left(\frac{\omega}{c}\right) B_y = 0 ; \\ i \frac{\partial E_y}{\partial x} + \left(\frac{\omega}{c}\right) B_z = 0 \end{array} \right. \quad (\text{III-4})$$

et,

$$\nabla \times \vec{B} = -i \frac{\omega}{c} \epsilon \vec{E} \quad (\text{III-5})$$

C'est -à- dire,

$$\left\{ \begin{array}{l} k_z B_y - \left(\frac{\omega}{c}\right) \varepsilon(x) E_x = 0 \\ k_z E_z + i \frac{\partial B_z}{\partial x} + \left(\frac{\omega}{c}\right) \varepsilon E_y = 0 ; \\ i \frac{\partial B_y}{\partial x} - \left(\frac{\omega}{c}\right) \varepsilon E_z = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-6)}$$

Ici nous tenons en compte les champs E et B, qui doivent être des quantités physiques finies.

Les équations (III-4) et (III-5) peuvent être réduites à deux équations en E_z et B_z , viz.,

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon(\omega, x) \left[\frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - k^2 E_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \varepsilon E_z \right] = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-7a)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 B_z}{\partial x^2} - k_z^2 B_z + \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \varepsilon B_z = 0 \end{array} \right. \quad \text{(III-7b)}$$

Les autres composantes de E et B peuvent être facilement exprimées en termes de E_z et B_z .

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = -\left(\frac{ik_z}{\chi^2}\right) \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad ; \quad B_y = -\left(\frac{i\omega}{c\chi^2}\right) \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} \\ E_y = -\left(\frac{i\omega}{c\chi^2}\right) \frac{\partial B_z}{\partial x} \quad ; \quad B_x = -\left(\frac{ik_z}{\chi^2}\right) \frac{\partial B_z}{\partial x} \end{array} \right. \quad \text{(III-8)}$$

$$\text{avec, } \chi^2 = k_z^2 - \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \varepsilon(x).$$

En premier nous devons noter que l'équation **(III-7a)**, admet la solution

$$\varepsilon(\omega, k) = 0. \quad \text{(III-9)}$$

Les autres équations où les composantes E_x, E_x, B_y et B_x, B_z, E_y , correspondent respectivement aux modes TM et TE.

Il est aisé de montrer que l'équation **(III-7a)** admet comme solution,

$$E_z = \begin{cases} c_1 \exp\left[-\sqrt{k_z^2 - \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right)\varepsilon x}\right] & \text{quand } x \geq 0 \\ c_2 \exp\left[-\sqrt{k_z^2 - \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right)\varepsilon x}\right] & \text{quand } x \leq 0 \end{cases} \quad \text{(III-10)}$$

Ces équations sont valide pour, $\omega^2 < k_z^2 c^2$ et $\varepsilon \omega^2 < k_z^2 c^2$.

Après l'application des conditions de continuité dans l'équation **(III-10)** pour les champs E_z et B_y , i.e., $\{E_z\}_{x=0} = \{B_y\}_{x=0} = 0$, nous obtenons l'équation de dispersion pour les ondes de surface,

$$\sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2 \varepsilon} + \varepsilon \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2} = 0 \quad \text{(III-11)}$$

Pour, $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, l'équation **(III-11)** se réduit alors à,

$$\sqrt{k_z^2 c^2 - \omega_{pe}^2 - \omega^2} + \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}\right) \sqrt{k_z^2 c^2 - \omega^2} = 0 \quad \text{(III-12)}$$

Il a été montré que dans un plasma, semi-fini, froid, isotrope, l'onde de surface existe que dans la gamme de fréquence, $\omega < \omega_{pe}$, sa vitesse de phase est toujours

plus petite que la vitesse de la lumière, $\frac{\omega}{k_z} < c$.

III.3. CONCLUSION

Il est donné dans ce chapitre un aperçu sur ce que peuvent être les ondes de surface, et leur intérêt pratique. Ces ondes propagent à l'interface de deux milieux de permittivités différentes. Le calcul de la relation de dispersion de ces ondes dans un cas particulier, viz., à la surface d'un plasma, a été exposé.

III.4. REFERENCES

- [1] Yu.M.Aliev, H.Schlüter and A.Shivarova, *Guided-wave produced plasmas*, (Springer series on atomes + plasmas, Berlin 2000).
- [2] S. Fasseas, *Surface Waves in Dusty Plasmas*, Année Académique. p25 (2001-2002).
- [3] L.D.Landau and E.M.Lifshitz, *Theory of elasticity*, (Pergamon Press, England.1975) p 109.
- [4] K.J.Bowers and C.Hall, *Electron Surface Waves In Unmagnetized Bounded Plasmas*, (Part I, 2001).
- [5] D.G.Swanson, *plasma waves*, (Academic Press. Inc.Landon.Chap5, p187 1989) p 187.
- [6] E.Infeld and.G.Rowlands, *Nonlinear waves, solitons and chaos*, (Cambridge Univ.Press.2000) p 59.

CHAPITRE

IV

CHAPITRE IV

PROPOSITION D'UN NOUVEAU MECANISME DE GENERATION DES ONDES ELECTROMAGNETIQUES EN REPONSE AUX ACTIVITES SISMIQUES

IV.1. INTRODUCTION

Un tremblement de terre se produit lorsqu'une énergie emmagasinée, d'origine chimique, gravitationnelle ou simplement sous une forme élastique est libérée soudainement dans la terre. Le tremblement de terre se manifeste à notre niveau par une secousse du sol, qui est une réponse aux ondes élastiques qui se propagent dans la roche. Il est à signaler en outre, que les séismes peuvent être occasionnés par quelques activités humaines, telles que les grandes explosions souterraines, et le remplissage des grands réservoirs (barrages). Notons que, la contrainte accumulée doit excéder la charge de rupture des roches pour que la fracture ait lieu. Des ondes sismiques sont alors générées autour de la rupture, et rayonnent dans toutes les directions. Ces ondes peuvent être classées en ondes de volume et de surface. Les ondes de volume qui se propagent dans la terre contiennent les ondes primaires (**P**), qui sont longitudinales et capables de se propager aussi bien dans les solides que dans les liquides, et les ondes secondaires (**S**), qui sont transversales et se transmettent exclusivement dans les solides par cisaillement dans la roche [1-3]. D'autre part, les ondes de surface qui sont susceptibles de se propager le long de la surface de la terre, sont l'onde de **Love** et l'onde de **Rayleigh**. Ces deux ondes induisent un mouvement horizontal. Néanmoins les ondes de Rayleigh, qui se propagent à une vitesse approximative de 4Km/s , avec une amplitude de l'ordre de 1mm pour des tremblements de terre de

magnitude supérieure à 7 sur l'échelle de Richter [14], et avec une longueur d'onde proportionnelle au rayon de la terre $\left(\lambda = \frac{2\pi}{q} = \frac{2\pi R_E}{l+1/2} \right)$ [2], sont à l'origine du mouvement vertical du sol. En fait, aux distances supérieures à 100 Km de la source, les dommages sont dus principalement aux ondes de surface. Durant la déformation, les roches exhibent une augmentation du volume, qui affecte par conséquent les vitesses sismiques, la résistivité du sol et le niveau des eaux et du sol. En outre, le couplage entre la terre et l'atmosphère est à l'origine de l'augmentation de l'activité ondulatoire. A titre d'exemple, avant un tremblement de terre une lumière de couleur verte attribuée à l'atome d'oxygène, a été observée dans le ciel. Il est a été confirmé expérimentalement que des ondes électromagnétiques sont générées dans l'ionosphère, et ceci en relation avec les tremblements de terre. En outre, une augmentation de la variabilité de la concentration électronique dans l'ionosphère, a été mesurée par les iono-sondes et les receveurs GPS. L'ionosphère, qui est la couche partiellement ionisée de l'atmosphère entre 60 et 1000 Km d'altitude, est étudiée depuis le sol par sondage radar **Haute Fréquence (HF)**. L'onde **HF** est réfléchi par l'ionosphère quand sa fréquence est égale à la fréquence plasma de l'ionosphère. Rappelons que Les premiers effets des séismes sur l'ionosphère ont été observés en 1964, après le très fort séisme d'Alaska. La première étude complète, après le séisme du 16 mai 1968 au Japon, utilisait des mesures Doppler réalisées sur deux fréquences, viz., 5 et 10 MHz, qui correspondent à des altitudes de réflexion de 200 et 300 Km. Des fluctuations dans l'ionosphère sont observées quelques minutes après l'arrivée du sol de la perturbation engendrée par un déplacement vertical du sol. Les mesures du déplacement de l'ionosphère par effet Doppler (Sondage Doppler) donnent l'accélération verticale de la couche ionosphérique. Juste après un séisme, cette accélération est comparée à celle mesurée au sol par un sismographe. Cette comparaison démontre la très bonne corrélation qui existe entre ce qui se passe au sol et dans l'ionosphère. Ceci s'explique par un mécanisme assez simple. Les ondes

sismiques de Rayleigh génèrent, à l'interface entre le sol et l'atmosphère, une onde de pression d'amplitude proportionnelle au déplacement vertical du sol. Cette onde se propage quasi verticalement à travers l'atmosphère neutre. Le temps entre l'arrivée au sol et l'arrivée dans l'ionosphère correspond à la durée de propagation de l'onde dans l'atmosphère. La mesure de l'effet sur l'ionosphère d'une onde sismique, dont l'amplitude au sol est de quelques millimètres, n'est possible que grâce à son amplification lors de sa propagation dans l'atmosphère. La conservation de l'énergie de l'onde de pression impose qu'en se propageant vers le haut l'amplitude de l'onde augmente, alors que la densité de particules diminue. L'atmosphère est horizontalement stratifiée par l'action de la pesanteur : avec une hauteur d'échelle H_0 , l'amplitude de l'onde de pression varie comme, $\propto \exp(0.5z/H_0)$, ou z est l'altitude [17]. Cependant, le mécanisme à l'origine de la transformation des ondes acoustiques générées à la surface du globe en ondes électromagnétiques dans l'ionosphère, n'a pas encore été élucidé de la manière la plus satisfaisante. D'ailleurs, c'est dans le but d'étudier ce phénomène qu'un satellite appelé demeter (Detection of EM Emissions Transmitted of Earthquaks Regions) a été récemment lancé par le CNES (juin 2004). Il est à signaler néanmoins, qu'un modèle collisionnel a déjà été suggéré par Aburjania et Machabeli [8], mais il n'explique pas correctement le mécanisme de transformations des ondes dans la mesure où il néglige la physique de l'atmosphère/ionosphère. Dans cette thèse, nous prenons en compte le couplage entre le mouvement du sol et l'atmosphère, ainsi que la physique de l'interface. En effet, l'idée de base repose sur le fait que toute ondulation du sol occasionnée par une onde sismique, se transmet à l'ionosphère sous forme d'une onde acoustique qui se propage dans l'atmosphère. Par voie de conséquence, l'interface atmosphère neutre/ionosphère s'ondule aussi. Mais alors, le couplage de la corrugation qui apparaît comme une onde (Ω, \mathbf{q}) avec l'onde de surface (ω, \mathbf{k}) donne lieu à une onde électromagnétique. Il est intéressant de noter que une analogie peut être faite avec les structures périodiques induites par les impulsions laser très puissantes sur des surfaces métalliques, et qui se couplent

avec des ondes électromagnétiques de surface pour accroître le transfert de l'énergie [9-11].

IV.2. FORMULATION

Par conséquent, par analogie avec le problème de l'interaction laser/métal, sus-cité. Nous considérons l'ondulation de l'interface ionosphère/atmosphère neutre, formulée de la façon suivante :

L'équation de l'onde EM à l'interface, est donnée par,

$$x_i = a \cos q \left(z - \frac{\Omega}{q} t \right) , \quad (\text{IV-1})$$

où, Ω est la fréquence et q est le nombre d'onde.

Cependant, il est connu qu'à la surface d'un plasma fini ou semi-fini se propage une onde de surface le long de la discontinuité. Son champ électrique est donné par,

$\vec{E} = \vec{A}(x)e^{-i(\omega t + kz)}$, et satisfait l'équation d'onde, à savoir,

$$\Delta \vec{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} , \quad (\text{IV-2})$$

Tenant compte de la définition du Laplacien, en l'occurrence,

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

et de la dépendance et de la forme de \vec{E} , l'équation (IV-2) se réduit à :

$$\frac{d^2 E}{d x^2} - \alpha^2 E = 0 \quad (\text{IV-3})$$

où,

$$\alpha^2 = \begin{cases} \alpha_I^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} & \text{pour } x < 0 \\ \alpha_{II}^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon & \text{pour } x > 0 \end{cases} \quad (\text{IV-4})$$

Avec, $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ ($=1$ pour $x < 0$) est la permittivité du milieu, et ω_p est la fréquence plasma. La solution régulière de l'Equation (IV-2) à l'infini et continue à $x=0$, est donnée par,

$$\begin{cases} A(x) = A e^{\alpha_I x} & \text{pour } x < 0, \\ A(x) = A e^{-\alpha_{II} x} & \text{pour } x > 0, \end{cases} \quad (\text{IV-5a})$$

$$(\text{IV-5b})$$

La relation de dispersion de l'onde de surface peut être obtenue en invoquant la continuité de la composante normale du vecteur déplacement à l'interface, en l'occurrence,

$$D_{n_{x < 0}} = D_{n_{x > 0}} \quad (\text{IV-6})$$

En tenant compte de la définition du vecteur déplacement, à savoir, $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, l'équation (IV-6) se réduit à,

$$E_{x < 0} = \varepsilon E_{x > 0} \quad (\text{IV-7})$$

Partant de l'équation de Maxwell exprimant le flux du champ électrique, i.e., $\nabla \cdot \vec{E} = 0$, nous démontrons les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} E_x = \frac{ik_z}{\alpha_I} E_z & \text{pour } x > 0 \\ E_x = -\frac{ik_z}{\alpha_{II}} E_z & \text{pour } x < 0 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(IV-8-a)} \\ \text{(IV-8-b)} \end{array}$$

En remplaçant les équations **(IV-8-a, IV-8-b)** dans l'équation **(IV-7)**, nous trouvons,

$$\frac{\varepsilon}{\alpha_{II}} = -\frac{1}{\alpha_I} \quad \text{(IV-9)}$$

ou

$$\varepsilon^2 \alpha_I^2 = \alpha_{II}^2 ;$$

En remplaçant dans cette équation les valeurs respectives de α_I , α_{II} données dans **(IV-3)**, nous obtenons l'équation de dispersion,

$$\varepsilon^2 \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \right) \quad \text{(IV-10)}$$

Après quelques opérations, la forme finale de la relation de dispersion de l'onde de surface plasma (SPW : surface plasma wave) est donnée par,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1}{\frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 2} \quad \text{(IV-11)}$$

La particularité de notre interface est son ondulation, mais alors l'onde de surface ne se propage pas le long de l'axe \hat{z} dans un plasma homogène, mais plutôt dans un plasma inhomogène avec une densité périodique. Durant cette propagation, l'onde

de surface rencontre de la matière dans un segment de longueur $\frac{\pi}{q}$ et ensuite le vide, et ceci d'une façon alternée (voir **Fig.1**),

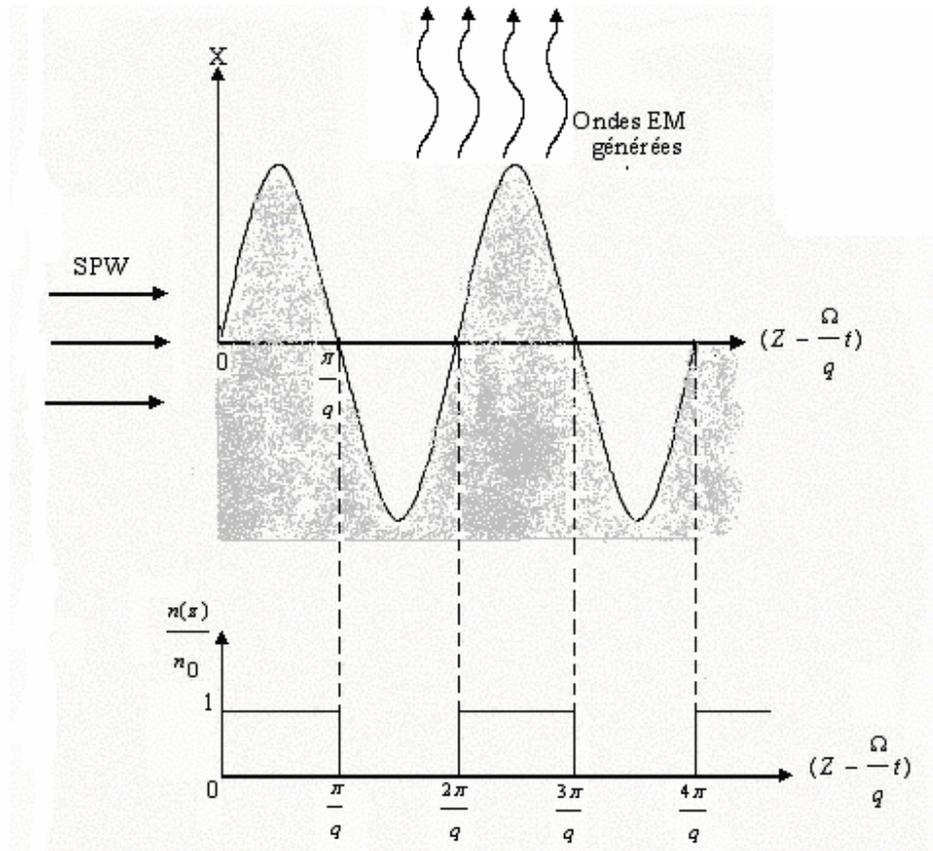


Fig.1 : schématisation de la propagation d'une onde de surface (matière/vide).

La densité de plasma est alors modélisée par une fonction carrée, à savoir,

$$\frac{n(z)}{n_0} = \begin{cases} 0, & \text{pour } -\frac{\pi}{q} < (z - \frac{\Omega}{q}t) < 0 \\ 1, & \text{pour } 0 < (z - \frac{\Omega}{q}t) < \frac{\pi}{q} \end{cases} \quad \text{(IV-12)}$$

La densité peut être développée en série de Fourier,

$$\frac{n(z)}{n_0} = \sum C_m e^{i m q [z - \frac{\Omega}{q} t]}, \quad (\text{IV-13})$$

$$\text{où, } C_m = \frac{1}{2 \pi i m} (1 - e^{-i m \pi}), \text{ et } C_0 = \frac{1}{2}$$

La composante du premier ordre est alors donnée par:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{1}{i \pi} e^{i q (z - \frac{\Omega}{q} t)}. \quad (\text{IV-14})$$

En se propageant dans le plasma, l'onde de surface imprime un mouvement aux électrons, qui oscillent alors avec une vitesse \vec{V} , solution de la relation fondamentale de la dynamique, viz.,

$$\vec{v} = \frac{e \vec{E}}{m i \omega}. \quad (\text{IV-15})$$

Ceci produit un vecteur densité de courant non-linéaire \vec{J}_{NL} à la fréquence $(\omega + \Omega, \vec{q} + \vec{k})$:

$$\begin{aligned} \vec{J}_{NL} &= -e n_1 \vec{v} \\ &= -e n_1 \frac{e \vec{E}}{m i \omega} \\ &= -e n_1 \frac{e}{m i \pi} [\vec{A}(x) e^{-i(\omega t - k z)}]. \end{aligned} \quad (\text{IV-16})$$

Sachant l'équation (IV-14), l'équation (IV-16) peut s'écrire sous une forme plus explicite,

$$\vec{J}_{NL} = \frac{e^2 n_0}{\pi m \omega} \exp[-i\{(\omega + \Omega)t - (k + q)z\}] \vec{A}(x) \quad (\text{IV-17})$$

La présence de ce courant dans le plasma est une source pour les ondes électromagnétiques. Effectivement, l'équation d'onde décrivant la propagation des ondes électromagnétiques, si on prend en compte la densité de courant s'écrit [3-14],

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}_{NL}}{\partial t} \quad (\text{IV-18})$$

En remplaçant l'expression de la densité de courant non-linéaire [Eq.(IV-17)] dans l'équation d'onde [Eq. (IV-18)], on trouve,

$$\Delta \mathcal{E}_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathcal{E}_z = -\frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right) \frac{A_z}{\pi} e^{-(\omega + \Omega)t} e^{i(k + q)z} e^{-\alpha_\sigma |x|}, \quad (\text{IV-19})$$

où ω_p^2 est la fréquence plasma la composante Z de champ électromagnétique $\vec{\mathcal{E}}$ est régi par la relation réduite,

$$\nabla^2 \mathcal{E}_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathcal{E}_z = P e^{-\alpha_\sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t} e^{i(k + q)z} \quad (\text{IV-20})$$

où, $P = -\frac{i\omega_p^2}{c^2} \left(1 + \frac{\Omega}{\omega}\right) \frac{A_z}{\pi}$ avec $\sigma = I, II$.

Considérons le changement de variable, i.e., $\mathcal{E}_z = \mathcal{E}'_z e^{i(k+q)z}$, et remplaçons dans l'expression **(IV-20)**, ce qui permet d'éliminer la dérivation par rapport à Z . Le résultat étant,

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}'_z}{\partial x^2} + \mathcal{E}'_z [-(k+q)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon] = P e^{-\alpha_\sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t} \quad \text{(IV-21)}$$

En Posant, $\Gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - (k+q)^2$, nous obtenons la relation suivante,

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}'_z}{\partial x^2} + \Gamma^2 \mathcal{E}'_z = P e^{-\alpha_\sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t} \quad \text{(IV-22)}$$

Les solutions de l'équation **(IV-22)** homogène sont :

$$y_1 = e^{i\Gamma x} \text{ et } y_2 = e^{-i\Gamma x}.$$

Ainsi la solution générale de l'équation **(IV-22)** avec second membre

$P e^{-\alpha_\sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t}$, est alors donnée par :

$$\mathcal{E}'_z = c_1 y_1 + c_2 y_2 + \frac{P e^{-\alpha_\sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t}}{\alpha_\sigma^2 + \Gamma^2}. \quad \text{(IV-23)}$$

La solution dans chaque demi-espace est alors donnée par :

$$\mathcal{E}'_z(x) = \begin{cases} c_2 e^{-i\Gamma_0 x} + \frac{P e^{\alpha_I x} e^{-i(\omega + \Omega)t}}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} & x < 0 \\ c_1 e^{+i\Gamma x} + \frac{P e^{-\alpha_{II} x} e^{-i(\omega + \Omega)t}}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} & x > 0 \end{cases} \quad (\text{IV-24})$$

Pour déterminer les constants C_1 et C_2 , nous imposons la continuité de la solution (IV-24) à $x = 0$, et nous intégrons en plus l'Equation (IV-22) à travers $x = 0$. Les constantes sont données alors par,

$$C_1 = \frac{P e^{-i(\omega + \Omega)t}}{i(\Gamma + \Gamma_0)} \left\{ \frac{\alpha_{II} - i\Gamma_0}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} + \frac{\alpha_I + i\Gamma_0}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} \right\}$$

et,

(IV-25)

$$C_2 = \frac{P e^{-i(\omega + \Omega)t}}{i\Gamma_0} \left\{ \frac{\frac{\Gamma_0^2 + i\Gamma_0\alpha_{II}}{i(\Gamma + \Gamma_0)} + 1}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} + \frac{\frac{-\Gamma_0^2 + i\Gamma_0\alpha_I}{i(\Gamma + \Gamma_0)} - 1}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} \right\}.$$

IV.3. CONCLUSION

Pour conclure, nous rappelons que l'émission d'ondes électromagnétiques a été signalée avant et pendant un tremblement de terre. Les perturbations qui se produisent avant la secousse, ont été déjà étudiées dans l'espoir de servir comme un outil de prédiction des tremblements de terre. Nous présentons dans cette thèse, un nouveau mécanisme pour expliquer la génération des ondes EM pendant les tremblements de terre. Ce phénomène peut ne pas relever de la prédiction sismique, mais nous croyons qu'il peut être un outil de diagnostic. Lorsqu'un tremblement de terre a lieu, les ondes de surface se propagent le long de la surface du globe terrestre, et la variation du niveau de sol entraîne une onde acoustique qui va se propager dans l'atmosphère jusque dans l'ionosphère. Donc les ondulations du sol sont reproduites au niveau de l'interface atmosphère /ionosphère. Après avoir développé ce modèle, nous avons trouvé, dans un autre travail fait auparavant, des données en faveur de nos hypothèses. En effet, il a été mentionné dans la référence [15] que les ondes de Rayleigh entraînent des perturbations de la pression atmosphérique par l'action de vibrations verticales se propageant à la vitesse du son. La source principale de la variation de la pression atmosphérique est donc le couplage sol/ atmosphère. Ces ondes peuvent se propager jusqu'à des hauteurs proches de 110 Km, avec une atténuation réduite pour les composantes de basses fréquences. De surcroît, l'amplitude augmente avec l'altitude. L'amplification globale du signal étant liée à la décroissance exponentielle de la densité. En effet, l'amplitude $\Gamma(Z_0)$ d'une onde se propageant à partir du sol jusqu'à une altitude

Z_0 , est donnée par la relation $\Gamma(z) \propto e^{\frac{z}{2H_0}} e^{-\int \frac{8\pi^2 f^2}{3c^2} \eta dz}$ [17], où H_0 est une constante, f est la fréquence de l'onde, c étant la vitesse du son et η est le coefficient de viscosité cinématique [16]. L'amplitude de 1 mm niveau du sol atteint une valeur de l'ordre de 100 m au niveau de l'interface l'ionosphère/atmosphère. Le facteur d'amplification étant de l'ordre $\sim 10^5$ [17]. Par ailleurs, il est établi qu'à

l'interface vide/plasma une onde de surface (plasma ou EM) peut s'y propager. Cependant, dans la mesure où cette interface présente une corrugation induite par le couplage avec le sol en mouvement (séisme), l'onde de surface se propage alors dans un milieu à densité électronique périodique. Par le biais de son champ électrique, l'onde de surface imprime un mouvement oscillatoire aux électrons, ce qui génère par voie de conséquence, un courant non-linéaire, lui-même une source de rayonnement électromagnétique.

IV.4. REFERENCES

- [1] Encyclopédia Britannica, *Au Sujet Du tremblement de terre*, URL: <http://www.crystalinks.com/earthquakes1.html>. (page consultée le 04/01/05)
- [2] K.Baddari, M Djeddi, *Elément de sismologie*, OPU-Algérie, (1994) p 111–198.
- [3] M. Djeddi- H. Shout, *Bases physiques des méthodes Sismiques*, OPU-Algérie, (1997) p20–24.
- [4] K.Mogi. *Earthquake Prediction*, Ed.Academic Press, Tokyo, p 130–142 (1985).
- [5] M.B.Gokhberg, V.A.Pilpenko and O.A.Pokhotelov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **268**, 56 (1982).
- [6] S. A. Pulinet, T.B.Gaivoronska, A. Leyiva Contreras and I.Ciralo.Nat. Hazards and Earth syst. Sci. 4. 697-702 (2004).
- [7] CNES, Demeter, [En ligne]. Adresse URL: [http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_\(science\)](http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_(science)). (page consultée le 21/05/05).
- [8] G. D.Aburjania, G.Z.Machabeli, Phys. Lett. **A 226**, 199 (1997)
- [9] I.Ursu. I.N.Mihăilescu. Physica **132 C**. 395-402 (1985).
- [10] J.Parashar, H.D.Pandey. V.K.Tripathi. J. Plasma Physics.Vol.**59**. partI. pp.97–102 (1998).
- [11] S.A. Akhmanov, V.I. Emel'yanov, N.I. Koroteev, and V.N. Seminogov. Sov.Phys. Usp.**28** (12), December (1985).
- [12] C.S.Liu and V.K.Tripathi, IEEE J. Quantum Electronics, **34**, 1503 (1998).
- [13] V.L.Ginsbourg, *propagation of EM Waves in plasma*, (Gordon and breach, Sci.pub.New York, 1961).
- [14] C.S.Liu and V.K.Tripathi, *Interaction of Electromagnetic waves with Electron Beams and Plasmas*, World Scientific, Singapore, (1994).

- [15] G.D. Aburdzhaniya; Plasma Phys. Rep. **22**, 954 (1996).
- [16] T.Farges, J. Artru, P.Lognonné, A. Le Pichon, *Effets des séisme sur l'ionosphere*, CEA-DAM-île de france, Institut de physique du globe de Paris. AdresseURL:
http://www.gps.caltech.edu/~juliette/publications/Chocs_2002.pdf#search.
(Consultée le 06/09/06).
- [17] J. Artru and P. Lognonné. E. Blanc, *Normal modes modelling of post-seismic . ionospheric oscillations*, Geophys. Res. Lett. **28**, 697(2001).

CONCLUSION ET PERSPECTIVE

En conclusion, nous rappelons que la présente thèse porte sur la transformation des ondes dans un milieu plasma. Dans le premier chapitre de cette thèse nous avons donné un aperçu sur le milieu dans lequel sont générées les ondes électromagnétiques, viz., l'ionosphère. Dans le deuxième chapitre, nous avons reformulé la théorie de l'électromagnétisme selon une approche axiomatique pour démontrer les équations de Maxwell, et cela afin d'obtenir l'équation d'onde. Dans le troisième chapitre intitulé « les ondes de surfaces », nous l'avons introduit dans le but de donner une brève indication sur les ondes de surface dans un cas particulier à savoir, dans un plasma froid. La relation de dispersion est déterminée. Et enfin, dans le chapitre quatre nous présentons l'essence de notre travail qui a porté sur la proposition d'un nouveau mécanisme de génération des ondes électromagnétiques en réponse aux activités sismiques. Les ondes sismiques se propagent le long du sol, ce dernier vibre et fait vibrer l'interface ionosphère/atmosphère neutre, ce qui aboutit à son ondulation. La densité électronique est alors modulée. Ainsi, en réponse aux ondes plasma de surface qui se propagent à l'interface ionosphère/atmosphère neutre l'on voit apparaître un courant non-linéaire qui rayonne à son tour des ondes électromagnétiques. Ce modèle peut être amélioré en tenant en compte l'effet self-consistent.

A New mechanism for EM waves generation as a response to earthquakes

A. Haddadou and R. Annou

Department of theoretical physics

Faculty of physics –USTHB (Algiers)-ALGERIA

<http://arxiv.org/abs/physics/0510078>

Abstract

A mechanism that explains the increase of electromagnetic (EM) perturbations during earthquakes is proposed. When earthquakes occur, surface waves propagate along the globe surface inducing a globe surface rippling, which is reproduced in an amplified manner at the atmosphere-ionosphere interface. A surface EM wave that imparts a quiver velocity to electrons propagates along the rippled interface encountering a periodic plasma density. A non-linear density current is consequently generated that is a source of EM waves. The wave equation is solved and the EM field is determined.

When a stored energy of a chemical, gravitational or simply an elastic form is released suddenly in the earth, an earthquake occurs. It is manifested at our level by the shaking of the soil. The shaking is a response to elastic waves that travel through the rocks. However, for the fracture of the rocks to occur, the accumulated stress ought to exceed the strength of these rocks. Earthquakes may be induced as well, by some human activities, such as, detonation of large underground explosions, and filling of large reservoirs. Around the fracture, seismic waves are generated and radiated in all directions. These waves may be classified into volume and surface waves. The volume waves that propagate within the earth contain the primary waves (p), which are longitudinal and capable to propagate in solids as well as in liquids, and the secondary waves (s), which are transverse and are transmitted only in solids by way of shearing of rocks¹⁻³. On the other hand, the surface waves that are confined to propagate along the earth surface, consist of love and Raleigh waves. Both the waves induce horizontal motion, nonetheless only Rayleigh waves that propagate at a velocity of approximately 4km/s with a amplitude of the order of 1mm for earthquakes of a magnitude greater than 7 on the Richter scale¹⁶, and a wavelength

proportional to the earth radius, $(\lambda = \frac{2\pi}{q} = \frac{2\pi R_E}{l + \frac{1}{2}})^2$, are a source of vertical

soil movement. In fact, at distances greater than 100 km from the source, the main damage is primarily due to surface waves. During the deformation, rocks exhibit an increase in volume, which affects consequently the seismic velocities, electric resistivity, as well as soil and water levels. Furthermore, the coupling between the ground in motion and the atmosphere leads to an increase of wave processes activity. For instance, hours before an earthquake, a green light attributed to atomic oxygen is radiated^{1,4}. It is confirmed experimentally also, that in connection with earthquakes, electromagnetic waves are generated in the ionosphere⁵. Besides, by way of ionosondes and GPS receivers, it has been measured an increase of the

variability of electron concentration in the ionosphere⁶. The mechanism at the root of the transformation of acoustic waves generated at the globe surface, in EM waves in the ionosphere has not been satisfactorily elucidated. To this end, a satellite called Demeter (Detection of EM Emissions Transmitted from Earthquake Regions) has been recently launched by CNES (the French Centre National des études Spatiales)⁷. Nonetheless, there was an attempt to shine some light on this issue in Ref.[8], where a collisional model is suggested. We believe however, that this model does not reproduce an actual picture of the wave transformation mechanism, since it overlooks the effect of the atmosphere-ionosphere interface physics. We propose in this note a model that takes into account the coupling between the soil movement and the atmosphere, as well as the physics of the interface. Prior to any analysis, let's expose the main idea of our theory related to the generation of EM waves as a response to earthquakes. Any rippling of the soil due to the propagation of a seismic surface wave such as a Rayleigh wave is transmitted to the ionosphere by way of an acoustic wave that propagates in the atmosphere. As a consequence, the interface between the neutral atmosphere and the ionized ionosphere gets rippled. It may be recalled, that periodical structures are induced by powerful laser irradiation on metallic surfaces that enhance the energy transfer through coupling with surface electromagnetic waves⁹⁻¹¹. Consequently we dwell an analogy with the problem of laser/metal interaction cited above, and model the rippled atmosphere/ionosphere interface by a periodic electron density (c.f. Ref.[12]). The equation of the interface may be written as follows,

$$x_i = a \cos q \left(z - \frac{\Omega}{q} t \right) \quad (1)$$

However, at a sharp discontinuity in plasma density a surface wave exists and propagates along the \hat{z} -axis. Its electric field $\vec{E} = \vec{A}(x)e^{-i(\omega t - kz)}$, satisfies the wave equation,

$$\frac{d^2 E}{d x^2} - \alpha^2 E = 0, \quad (2)$$

where, $\alpha^2 = \alpha_I^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$ for $x < 0$ and $\alpha^2 = \alpha_{II}^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon$ for $x > 0$, where $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ for $x > 0$ ($= 1$ for $x < 0$) is the permittivity of the medium, and ω_p is the plasma frequency. A regular solution of Eq. (2) at infinity that is also continuous at $x=0$, is given by,

$$A(x) = A e^{\alpha_I x} \quad (x < 0), \quad (3-a)$$

$$= A e^{-\alpha_{II} x} \quad (x > 0), \quad (3-b)$$

The dispersion relation of the surface wave may be obtained by using Maxwell's equations along with the continuity of the normal component of the displacement vector at $x=0$. It is cast as,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon} \quad (4)$$

In our case, the surface wave does not propagate along the \hat{z} axis in an homogeneous plasma, but rather in an inhomogeneous plasma with a periodic density. During its propagation, the surface wave encounters matter on a segment of $\frac{\pi}{q}$ length, and vacuum on the subsequent one, in an alternating manner. Hence, the plasma density may be modeled by the following function,

$$\frac{n(z)}{n_0} = \begin{cases} 0, & \text{for } \frac{\pi}{q} < z - \frac{\Omega}{q} t < 0 \\ 1, & \text{for } 0 < z - \frac{\Omega}{q} t < \frac{\pi}{q} \end{cases} \quad (5)$$

The density may be expanded in a Fourier series,

$$\frac{n(z)}{n_0} = \sum C_m e^{i m q [z - \frac{\Omega}{q} t]}, \quad (6)$$

where, $C_0=1/2$ and $C_m = \frac{1}{2 \pi i m} (1 - e^{-i m \pi})$. The component of the

first order is being given by $\frac{n_1}{n_0} = \frac{1}{i \pi} e^{i q (z - \frac{\Omega}{q} t)}$.

Moreover, the surface wave imparts oscillatory velocity to free electrons,

$$\vec{v} = \frac{e \vec{E}}{m i \omega}, \quad (7)$$

and produces a non-linear current density \vec{J}_{NL} at $(\omega + \Omega, \vec{q} + \vec{k})$,

$$\begin{aligned} \vec{J}_{NL} &= -e n_1 \vec{v} \\ &= \frac{e^2 n_0}{\pi m \omega} \exp[-i \{ (\omega + \Omega) t - (k + q) z \}] \vec{A}(x) \end{aligned} \quad (8)$$

The presence of a current in the plasma is a source of electromagnetic waves. Indeed, the wave equation governing the propagation of electromagnetic waves, if one takes into account the current density is given by^{13,14},

$$\nabla^2 \vec{\mathcal{E}} - \nabla(\nabla \cdot \vec{\mathcal{E}}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial \vec{J}_{NL}}{\partial t} \quad (9)$$

The y- component of the electromagnetic $\vec{\mathcal{E}}$ is then governed by the reduced relation,

$$\nabla^2 \mathcal{E}_z + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathcal{E}_z = P e^{-\alpha_\sigma |x|} \times e^{-i(\omega + \Omega) t} \times e^{i(k + q) z} \quad (10)$$

where, $P = -\frac{i \omega^2}{c^2} (1 + \frac{\Omega}{\omega}) \frac{A_z}{\Pi}$ and $\sigma = I, II$.

Let us consider changing the variables, i.e., $\mathcal{E}_y = \mathcal{E}'_y e^{i(k+q)z}$, then one gets,

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}'_z}{\partial x^2} + \Gamma^2 \mathcal{E}'_z = P e^{-\alpha \sigma |x|} e^{-i(\omega + \Omega)t} \quad (11)$$

where, $\Gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - (k+q)^2$.

The solution of Equation (11) is given by,

$$\mathcal{E}'_z(x) = \begin{cases} C_2 e^{-i\Gamma_0 x} + \frac{P e^{\alpha_I x} e^{-i(\omega + \Omega)t}}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} & (x < 0) \\ C_1 e^{+i\Gamma x} + \frac{P e^{-\alpha_{II} x} e^{-i(\omega + \Omega)t}}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} & (x > 0) \end{cases} \quad (12)$$

To determine the constants C_1 and C_2 , we impose the continuity of the solution (12) at $x=0$, and integrate Eq(11) across $x=0$ as well. The constants are then given by,

$$C_1 = \frac{P e^{-i(\omega + \Omega)t}}{i(\Gamma + \Gamma_0)} \left\{ \frac{\alpha_{II} - i\Gamma_0}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} + \frac{\alpha_I + i\Gamma_0}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} \right\},$$

and

$$C_2 = \frac{P e^{-i(\omega + \Omega)t}}{i\Gamma_0} \left\{ \frac{\frac{\Gamma_0^2 + i\Gamma_0 \alpha_{II}}{i(\Gamma + \Gamma_0)} + 1}{\alpha_{II}^2 + \Gamma^2} + \frac{\frac{-\Gamma_0^2 + i\Gamma_0 \alpha_I}{i(\Gamma + \Gamma_0)} - 1}{\alpha_I^2 + \Gamma_0^2} \right\}. \quad (13)$$

To conclude we recall, that before and during earthquakes electromagnetic waves are reported. These disturbances that occur before the shaking, have been studied earlier, and thought to be a tool for earthquakes prediction. We

present in this note a new mechanism to explain the EM waves' generation during the earthquakes. As such, the phenomenon is not relevant for prediction, but we believe it could be a diagnostic tool. We state that when an earthquake occurs, surface waves propagate along the globe surface, and the variation of the soil level induces an acoustic wave that propagates in the atmosphere up to the ionosphere. Hence, the ripple of the soil is reproduced at the level of the atmosphere/ ionosphere interface. After having developed the model, we fortunately, found an earlier work that gives justifications to our hypothesis. Indeed, it is stated in Ref.[15] that Rayleigh waves induce atmospheric pressure disturbances by vertical pulsed action that propagates at sound speed. The waves may even propagate up to heights of ~ 110 Km without noticeable damping for the low frequency components. Moreover, the amplitude increases with increasing altitude. The global amplification of the signal is induced by the density exponential decay. The amplitude $\Gamma(z)$ of the upward propagating wave at the altitude Z is given by: $\Gamma(z) \propto e^{\frac{z}{2H_0}} e^{-\int \frac{8\pi^2 f^2}{3c^2} \eta dz}$, where, H_0 is a constant, f is the frequency, c is the sound speed and η is the viscosity coefficient¹⁶. The amplitude of 1mm at the soil level reaches a value of 100m at the ionosphere/atmosphere interface altitude, which is a amplification factor of $\sim 10^5$ ¹⁷. The soil ripple amplitude is magnified at the atmosphere-ionosphere interface. Furthermore, it is established that at the interface of vacuum/plasma, a surface wave propagates. Now that the ripple is formed, we show that the SEW (surface EM wave) encounters a periodic plasma density. The SEW imparts aquirer velocity to electrons. As a consequence a non-linear current density vector is generated, which is a source of EM waves.

REFERENCES

- [1] Encyclopédia Britannica, *Au Sujet Du tremblement de terre*, Adresse URL: <http://www.crystalinks.com/earthquakes1.html>.
- [2] K.Baddari, M Djeddi, *Elément de sismologie*, OPU-Algérie, (1994) p 111–198.
- [3] M. Djeddi- H. Shout, *Bases physiques des méthodes Sismiques*, OPU-Algérie, (1997) p20–24.
- [4] K.Mogi. *Earthquake Prediction*, Ed.Academic Press, Tokyo, p 130–142 (1985).
- [5] M.B.Gokhberg, V.A.Pilpenko and O.A.Pokhotelov, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **268**, 56 (1982).
- [6] S. A. Pulinet, T.B.Gaivoronska, A. Leyiva Contreras and I.Ciralo.Nat. Hazards and Earth syst. Sci. 4. 697-702 (2004).
- [7] CNES, Demeter, [on ligne]. Adresse URL: [http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_\(science\)](http://fr.wikipedia.org/wiki/Demeter_(science)).
- [8] G. D.Aburjania, G.Z.Machabeli, Phys. Lett. **A 226**, 199 (1997)
- [9] I.Ursu. I.N.Mihăilescu. Physica **132 C**. 395-402 (1985).
- [10] J.Parashar, H.D.Pandey. V.K.Tripathi. J. Plasma Physics.Vol.**59**. partI. pp.97–102 (1998).
- [11] S.A. Akhmanov, V.I. Emel'yanov, N.I. Koroteev, and V.N. Seminogov. Sov.Phys. Usp.**28** (12), December (1985).
- [12] C.S.Liu and V.K.Tripathi, IEEE J. Quantum Electronics, **34**, 1503 (1998).
- [13] V.L.Ginsbourg, *propagation of EM Waves in plasma*, (Gordon and breach, Sci.pub.New York, 1961).
- [14] C.S.Liu and V.K.Tripathi, *Interaction of Electromagnetic waves with Electron Beams and Plasmas*, World Scientific, Singapore, (1994).
- [15] G.D. Aburdzhaniya; Plasma Phys. Rep. **22**, 954 (1996).

- [16] T.Farges, J. Artru, P.Lognonné, A. Le Pichon, *Effets des séisme sur l'ionosphere*, CEA–DAM–île de france, Institut de physique du globe de Paris. AdresseURL:
http://www.gps.caltech.edu/~juliette/publications/Chocs_2002.pdf#search.
- [17] J. Artru and P. Lognonné. E. Blanc, *Normal modes modelling of post-seismic . ionospheric oscillations*, Geophys. Res. Lett. **28**, 697(2001).