

I N S T I T U T D ' A E R O N O M I E S P A T I A L E D E B E L G I Q U E

3 - Avenue Circulaire

B - 1180 BRUXELLES

AERONOMICA ACTA

A - N° 302 - 1985

Influence des ions négatifs
sur la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique
dans la région D de l'ionosphère terrestre

par

J. WISEMBERG

B E L G I S C H I N S T I T U U T V O O R R U I M T E - A E R O N O M I E

3 - Ringlaan

B - 1180 BRUSSEL

AVANT-PROPOS

"Influence des ions négatifs sur la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique dans la région D de l'ionosphère terrestre" est une thèse présentée à l'Université Libre de Bruxelles (Faculté des Sciences) pour l'obtention du grade légal de Docteur en Sciences - juillet 1985.

VOORWOORD

"Influence des ions négatifs sur la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique dans la région D de l'ionosphère terrestre" is de titel van een thesis voorgesteld aan de Université Libre de Bruxelles (Faculteit der Wetenschappen) voor het bekomen van de wettige graad van "Docteur en Sciences" - juli 1985.

FORWORD

"Influence des ions négatifs sur la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique dans la région D de l'ionosphère terrestre" is the title of a thesis presented at the Université Libre de Bruxelles (Science Faculty) for the obtaining of the legal degree of "Docteur en Sciences" - July 1985.

VORWORT

Influence des ions négatifs sur la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique dans la région D de l'ionosphère terrestre" ist der Titel einer These vorgestellt an der Université Libre de Bruxelles (Fakultät Wissenschaften) zur bekommen des gesetzlichen Grades "Docteur en Sciences" - Juli 1985.

INFLUENCE DES IONS NEGATIFS SUR LA DIFFUSION INCOHERENTE D'UNE ONDE
ELECTROMAGNETIQUE DANS LA REGION D DE L'IONOSPHERE TERRESTRE

par

J. WISEMBERG

Résumé

La région D de l'ionosphère terrestre, entre 50 et 90 km d'altitude, est caractérisée par la présence simultanée d'électrons, d'ions positifs et d'ions négatifs. Le but essentiel de ce travail est d'analyser l'effet des ions négatifs sur les observations des sondeurs à diffusion incohérente qui, jusqu'à présent, étaient avant tout utilisés pour les régions ionosphériques au-dessus de 100 km d'altitude où il n'y a pas d'ions négatifs. Le travail se divise dès lors en deux grands volets, d'une part l'étude des ions négatifs pour les conditions géophysiques de la région D et d'autre part l'effet de ces ions sur les spectres de diffusion incohérente.

Dans la première partie, une technique d'analyse systématique de la chimie des espèces chargées est développée en utilisant la technique des graphes de transfert. Par analogie avec l'étude des circuits électriques, il est possible de considérer l'ensemble des nombreuses réactions chimiques comme un "système" dont il s'agit de décrire les "réponses" aux variations de paramètres physico-chimiques et géophysiques. Cette méthode permet de définir rigoureusement des schémas réactionnels équivalents, plus simples à traiter, mais contenant toute l'information du modèle complet. L'utilisation du modèle équivalent assure le passage entre une description déterministe et une approche stochastique qui donne accès aux fluctuations de concentrations responsables de la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique de

haute fréquence. Plusieurs méthodes d'analyse des fluctuations et une méthode de simulation numérique conduisent à un spectre de puissance indiquant que les fluctuations chimiques autour d'un état d'équilibre sont un mécanisme important dans la diffusion incohérente.

Dans la seconde partie, un formalisme matriciel est développé pour une approche hydrodynamique capable de prendre en compte les fluctuations liées à l'aspect probabiliste des réactions chimiques dans la région D. L'introduction des fluctuations d'origine chimique conduit ainsi à une justification des niveaux de puissance des quelques spectres actuellement observés dans la région D. Afin d'expliquer la largeur des spectres observés, il a été nécessaire d'introduire une distance caractéristique liée à la chimie des ions négatifs et des électrons. L'introduction de cette distance caractéristique essentiellement différente de la distance de Debye du milieu ionisé, permet à la fois de rendre compte du niveau de puissance et de la largeur des spectres. Finalement, une étude exploratoire de la forme des spectres éventuellement observables, dans la région D polaire lors de précipitations corpusculaires est présentée dans le cadre des modifications que nous avons apportées à la théorie de la diffusion incohérente.

Samenvatting

Het D-gebied van de aardse ionosfeer, gelegen tussen 50 en 90 km hoogte, wordt gekenmerkt door de gelijktijdige aanwezigheid van elektronen, positieve ionen en negatieve ionen. De voornaamste doelstelling van dit werk is het effect van de negatieve ionen te onderzoeken op de waarnemingen van de sondeertoestellen met incoherente verstrooiing die, tot nu toe, vooral gebruikt werden voor de ionosferische gebieden boven 100 km hoogte waar zich geen negatieve ionen bevinden. Bijgevolg splitst het werk zich in twee grote onderdelen, enerzijds de studie van de negatieve ionen voor de geofysische toestanden van het D-gebied en anderzijds het effect van deze ionen op de spectra met incoherente verstrooiing.

In het eerste gedeelte wordt een systematische analysetechniek van de scheikunde der geladen componenten ontwikkeld door de graph overdrachtstechniek te gebruiken. Overeenkomstig met de studie van de elektrische stroomkringen, is het mogelijk het totaal van de vele scheikundige reacties te beschouwen als een "systeem" waarover de "antwoorden" op de variaties van fysico-chemische en geofysische parameters moeten beschreven worden. Deze methode laat toe op zeer nauwkeurige wijze equivalente reactieve schema's te definiëren, die eenvoudiger te behandelen zijn, maar die alle informatie van het compleet model bevatten. Het gebruik van het equivalent model verzekert de doorgang tussen een deterministische beschrijving en een stochastische benadering die toegang verleent tot de concentratieschommelingen verantwoordelijk voor de incoherente verstrooiing van een elektromagnetische golf met hoge frequentie. Verscheidene analysemethoden van de schommelingen en een numerieke simulatiemethode leiden tot een vermogenspectrum hetgeen er op wijst dat de chemische schommelingen rond een evenwichtstoestand een belangrijk mechanisme in de incoherente verstrooiing zijn.

In het tweede gedeelte wordt een matrix formalisme ontwikkeld voor een hydrodynamische benadering in staat rekening te houden met de schommelingen verbonden aan het probabilistisch aspect van de scheikundige reacties in het D-gebied. De introductie van de schommelingen van chemische oorsprong leidt aldus tot een staving van de vermogensniveaus van de enkele spectra die momenteel waargenomen worden in het D-gebied. Teneinde de breedte van de waargenomen spectra uit te leggen, was het noodzakelijk een karakteristieke afstand verbonden aan de chemie der negatieve ionen en elektronen te introduceren. De introductie van deze karakteristieke afstand die wezenlijk verschilt van de afstand van Debye van het geïoniseerd milieu, laat zowel toe rekenschap te geven van het vermogensniveau als van de breedte der spectra. Tenslotte wordt een onderzoekstudie van de vorm der mogelijk waar te nemen spectra in het polair D-gebied tijdens corpusculaire neerslag voorgesteld in het kader van de wijzigingen die wij aangebracht hebben in de theorie van de incoherente verstrooiing.

Abstract

The D-region of the terrestrial ionosphere, situated between 50 and 90 km is characterized by the simultaneous presence of electrons, positive ions and negative ions. The essential goal of this work is to analyse the effect of the negative ions on the observations of the incoherent scattering sounding-systems which, so far, have been merely used for the ionospheric regions above 100 km where no negative ions exist. Consequently the work is divided in two major parts, on the one hand the study of the negative ions for the geophysical conditions of the D-region and, on the other hand the effect of these ions on the incoherent scattering spectra.

In the first part a systematic analysis technique of the chemistry of the charged species is developed by using the signal flow graph theory. In accordance with the study of the electric circuits, it is possible to consider the totality of the many chemical reactions as a "system" of which the "responses" on the variations of physico-chemical and geophysical parameters are to be described. This method allows to define very precisely equivalent reactive schemes, which are easier to treat, but which contain all the information of the complete model. The use of the equivalent model ensures the passage between a deterministic description and a stochastic approach leading to the concentration fluctuations responsible for the incoherent scattering of an electromagnetic high frequency wave. Several analysis methods of the fluctuations and a numeric simulation method lead to a power spectrum which shows that the chemical fluctuations around an equilibrium state are an important mechanism in the incoherent scattering.

In the second part a matrix formalism is developed for a hydrodynamic approach capable of taking into account the fluctuations linked to the probabilistic aspect of the chemical reactions in the D-region. The introduction of the fluctuations of chemical origin thus leads to a justification of the power levels of the few spectra observed

for the moment in the D-region. To explain the width of the observed spectra, it was necessary to introduce a characteristic distance linked to the chemistry of the negative ions and electrons. The introduction of this characteristic distance which essentially differs from the Debye distance of the ionized environment, both allows to report on the power level and on the width of the spectra. Finally a research study of the form of the possibly observable spectra in the polar D-region during corpuscular precipitation is presented in the framework of the modifications introduced by us in the incoherent scattering theory.

Zusammenfassung

Die D-Schicht der irdischen Ionosphäre, gelegen zwischen 50 und 90 km Höhe, wird gekennzeichnet durch die gleichmässige Anwesenheit von Elektronen, positiven Ionen und negativen Ionen. Die vornehmste Zielsetzung dieser Arbeit ist der Effekt der negativen Ionen zu untersuchen auf den Beobachtungen der Sondierapparaten mit Thomsonstreuung der, bisher, besonders gebraucht wurden für die ionosphärischen Schichten über 100 km Höhe wo sich keine negative Ionen befinden. Folglich teilt die Arbeit sich in zwei grossen Stücken, einerseits die Studie der negativen Ionen für die geophysischen Zustände der D-Schicht und andererseits der Effekt dieser Ionen auf die Spektren mit Thomsonstreuung.

Im ersten Teil wird eine systematische Analysetechnik der Chemie der geladenen Komponenten entwickelt mit der "Signal Flow Graph" Technik zu benutzen. Ubereinstimmend mit der Studie der elektrischen Stromkreise, es ist möglich das Ganze der vielen chemischen Reaktionen zu betrachten wie ein "System" worüber die "Antworten" auf den Variationen von physico-chemischen und geophysischen Parametern beschrieben müssen werden. Diese Methode erlaubt sehr genau equivalentes reaktives Schemas zu definieren, die einfacher zu behandeln sind, aber die alle Auskunft des kompletten Modelles enthalten. Der Gebrauch des equivalenten Modelles versichert der Durchgang zwischen einer deterministischen Beschreibung und einer stochastischen Annäherung der Zugang verleiht zu den Konzentrationschwankungen verantwortlich für die Thomsonstreuung einer elektromagnetischen Welle mit höher Frequenz. Verschiedene Analysemethoden der Schwankungen und eine numerische Simulationmethode führen zu einer Vermögensspektrum was beweist das die chemische Schwankungen rund ein Equilibriumzustand ein wichtiger Mechanismus in der Thomsonstreuung sind.

Im zweiten Teil wird ein Matrix Formalismus entwickelt für eine hydrodynamische Annäherung tauglich Rücksicht zu nehmen auf der Schwankungen verbunden am Wahrscheinlichkeitsaspekt der chemischen

Reaktionen im D-Gebiet. Die Einführung der Schwankungen vom chemischen Ursprung führt also zu einer Bekräftigung der Vermögensniveaus der einige Spektra die augenblicklich beobachtet werden im D-Gebiet. Um die Breite der beobachteten Spektra zu erklären, es war notwendig ein charakteristische Abstand verbunden an der Chemie der negativen Ionen und Elektronen ein zu führen. Die Einführung dieser charakteristischen Abstand der wirklich differiert von der Abstand von Debye des ionisierten Milieus, erlaubt sowohl Rechenschaft zu geben vom Vermögensniveau wie auch von der Breite der Spektra. Schliesslich wird eine Untersuchstudie vorgestellt der Form der Spektra möglich zu beobachten im polaren D-Gebiet während korpuskularen Niederschlag im Rahmen der Änderungen der wie vorgenommen haben in der theorie der Thomsonstreuung.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE	I-IV
<u>CHAPITRE I : FORMATION DE LA REGION D</u>	1
I.1 Introduction	1
I.2 Le modèle neutre de référence	2
I.3 La production électronique et ionique	9
I.4 Le rayonnement cosmique galactique (RCG)	11
I.5 Le rayonnement solaire Lyman- α (121.6 nm) (Ly- α)	12
I.6 Le rayonnement solaire dans l'intervalle 102.7-111.8 nm	13
I.7 Le rayonnement solaire	16
I.8 Comparaison des différentes sources de production	20
I.9 La chimie des ions positifs	23
I.10 La chimie des ions négatifs	30
I.11 La région D à l'équilibre photochimique	38
 <u>CHAPITRE II : APPLICATION DE LA THEORIE DES GRAPHES A L'ETUDE</u> DES IONS NEGATIFS	 44
II.1 Introduction	44
II.2 Quelques définitions préalables	44
II.3 Réactions chimiques et graphes	45
II.4 Description matricielle d'un graphe	48
II.5 Les règles de Mason	53
II.6 Recherche des chemins et des circuits	60
II.7 Non linéarité du système et règles de Mason	66
II.8 Analyse du modèle de référence	68
II.9 Rôle des constituants neutres minoritaires	85
II.10 Réponse à une variation de la production	94
II.11 Réponse à une variation de NO	100

<u>CHAPITRE III</u> : MODELE EQUIVALENT	103
III.1 Introduction	103
III.2 Structure du modèle équivalent	103
III.3 Détermination des paramètres réactionnels	107
III.4 Le modèle équivalent au modèle de référence	109
III.5 Influence des paramètres extérieurs sur le modèle équivalent	112
<u>CHAPITRE IV</u> : FLUCTUATION AUTOUR DE L'EQUILIBRE PHOTOCHEMIQUE	117
IV.1 Introduction	117
IV.2 Spectre de puissance de la fluctuation chimique	117
IV.3 Variance de la fluctuation	120
IV.4 Simulation de la fluctuation électronique	124
IV.5 Spectre de puissance de la fluctuation électronique simulée	128
IV.6 Comparaison des spectres théoriques et simulés	138
IV.7 Conclusions	142
<u>CHAPITRE V</u> : DIFFUSION INCOHERENTE EN PRESENCE D'IONS NEGATIFS	143
V.1 Introduction	143
V.2 Généralités sur la diffusion incohérente	145
V.3 Approche hydrodynamique : les équations de conservation	159
V.4 Expressions analytiques de la section efficace et de la puissance	168
V.5 Influence de la chimie des ions négatifs	176
V.6 Relation analytique donnant le spectre de puissance de la fluctuation chimique	180
V.7 Conclusions	182
<u>CHAPITRE VI</u> : RESULTATS NUMERIQUES ET OBSERVATIONS	184
VI.1 Introduction	184
VI.2 Comparaison des résultats théoriques	189
VI.3 Comparaison avec les résultats expérimentaux	196
VI.4 Conclusions	207

<u>CHAPITRE VII</u> : DISTANCES CARACTERISTIQUES	208
VII.1 Introduction	208
VII.2 Distances caractéristiques et états stationnaires	208
VII.3 La longueur de Debye vue comme valeur propre	211
VII.4 Distances caractéristiques en présence des collisions	214
VII.5 Distances caractéristiques en présence d'ions négatifs	215
VII.6 Distances caractéristiques induites par la chimie	218
VII.7 Conclusions	228
<u>CHAPITRE VIII</u> : INFLUENCE DES DISTANCES CARACTERISTIQUES SUR LES SPECTRES	229
VIII.1 Introduction	229
VIII.2 Nouvelle description qualitative de la fluctuation chimique	229
VIII.3 Validité des approches hydrodynamiques et cinétiques en présence d'une chimie	232
VIII.4 Correction à l'approche hydrodynamique	235
VIII.5 Nouveaux spectres de puissance en présence d'ions négatifs	240
VIII.6 Conséquences pour les mesures dans les régions polaires	243
VIII.7 Conclusions	251
<u>CHAPITRE IX</u> : CONCLUSIONS GENERALES	252
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	254

INTRODUCTION GENERALE

Cette introduction générale situe le présent travail dans le contexte de son environnement tant du point de vue de la connaissance de la région D que des problèmes posés par la diffusion incohérente dans l'ionosphère inférieure.

D'après WATSON WATT et al. (1937) l'existence de la région D a été mentionnée pour la première fois par APPLETON en 1927 à l'assemblée générale de l'Union Internationale de Radioélégraphie qui se tenait à Washington D.C. La faible concentration électronique, associée à l'importance des collisions avec les neutres qui caractérisent l'ionosphère inférieure, a donné pendant longtemps toute son importance à la région D. Elle était la cause de l'atténuation considérable que subissent les signaux radioélectriques dans les communications H.F. Cependant il a fallu attendre les années 60 pour voir apparaître des modèles introduisant des ions négatifs et capables de rendre compte, de manière simplifiée, des mécanismes de couplage profond qui existent entre la concentration électronique et celle des ions négatifs. Vu l'importance de cette région dans le domaine des communications, il n'a pas fallu attendre cette date pour voir apparaître des méthodes de mesures du contenu électronique. Cependant aucune méthode ne semble bien adaptée. Les sondages ionosphériques classiques n'offrent pas d'échos suffisant pour une étude du contenu électronique. La région D est cependant le siège de la réflexion des ondes basses et très basses fréquences. Si dans le domaine des ondes de très basses fréquences (3-30 KHz) la description de la propagation en terme de guide d'onde, terre-ionosphère est très acceptable, elle impose une vision d'ionosphère à bord brusque, beaucoup trop grossière pour une étude de la région D. Le domaine des basses fréquences (30-300 KHz) assure une transition entre les descriptions théoriques par guide d'onde et les méthodes WKB utilisées en hautes fréquences. Compte tenu de la grande longueur d'onde (plusieurs kilomètres), la région D apparaît, en basses fréquences, comme un milieu inhomogène puisque ses propriétés varient beaucoup sur

une longueur d'onde. L'utilisation de ces fréquences pour la navigation maritime, le système LORAN-C par exemple, montre que la difficulté ne vient pas des conditions expérimentales à mettre en oeuvre, mais essentiellement de la difficulté d'interprétation théorique des mécanismes de réflexion. L'utilisation de la réflexion partielle semble être un outil plus approprié à l'étude de la concentration électronique dans la région D. Son principal défaut est d'être peu fiable aux altitudes inférieures à 65-70 km, là où se développe la chimie des ions négatifs. Ceci est dû à la fois à la diminution de la concentration électronique et à l'importance de la dépendance par rapport à la température, dont le profil vertical doit être imposé en partant d'un modèle. Les mesures in situ, par spectromètres de masse embarqués en fusées, pour les ions, ou par rotation Faraday, pour les électrons, présentent également de nombreux désavantages. Le temps de résidence de la fusée est très court dans la région D. La non linéarité des détecteurs rend difficile la conversion du nombre de coups en concentration. Les mesures ionosphériques par spectrométrie de masse restent difficiles à mettre en oeuvre pour les ions négatifs dans des conditions diurnes. La région D est trop basse pour y maintenir un satellite et trop élevée pour y avoir accès en ballon. C'est donc paradoxalement la région ionosphérique la plus voisine de la surface terrestre, qui offre le plus de difficultés expérimentales.

La difficulté de comprendre cette région est encore augmentée par la complexité de la chimie des neutres qui conditionne étroitement le comportement des ions tant positifs que négatifs. Le succès et la richesse de l'utilisation de sondes à diffusion incohérente pour l'étude de l'ionosphère supérieure conduit à envisager son utilisation pour l'étude de la région D. Cette méthode offre l'avantage de pouvoir mesurer simultanément plusieurs paramètres comme la concentration électronique, la température et la vitesse des vents horizontaux, ce qu'aucune autre méthode radioélectrique ne permet. Son application à l'ionosphère inférieure n'est cependant pas immédiate. Elle pose un certain nombre de problèmes techniques et l'utilisation de l'approche

cinétique utilisée au-dessus de 120 km se complique par l'introduction des collisions avec les neutres. Lorsque, dans la région D, le processus collisionnel devient dominant, on a tendance à utiliser une approche hydrodynamique. Cette dernière ne peut cependant être étendue au delà de la région D. Rien n'empêche d'un point de vue théorique d'introduire dans ce type d'approche la contribution de chaque espèce d'ion. Cependant une telle procédure conduirait à devoir manipuler des systèmes algébriques composés d'environ cent cinquante équations. On introduit dès lors un ion moyen en postulant que dans les mécanismes de diffusion, la moyenne des effets de chaque espèce est identique à celui de l'ion moyen, ce qui n'est pas évident. Les premières mesures par diffusion incohérente datent de 1958. Dès 1965 on a constaté des niveaux de puissance énormes par rapport aux prévisions théoriques dans la région D. L'intérêt majeur réside dans la possibilité d'obtenir des échos jusqu'aux altitudes de 55-60 km (ARECIBO) alors que les prévisions ne laissaient supposer qu'une utilisation au-dessus de 75-80 km. Il faut dès lors essayer de comprendre la diffusion incohérente dans la région comprise entre 55 et 70 km d'autant plus qu'elle semble offrir une possibilité expérimentale quasi unique aux altitudes où se développe, dans l'ionosphère, la chimie des ions négatifs.

Au chapitre I nous rappelons les nombreux mécanismes de production des paires électrons-ions positifs qui conduisent à la formation de l'ionosphère dans la région D. Partant de mesures expérimentales des coefficients des réactions intervenant dans la chimie des ions positifs et négatifs, nous présentons le modèle de référence utilisé dans ce travail. Le chapitre II introduit la théorie des graphes et les possibilités d'application à la chimie des ions négatifs et électrons. Le modèle de référence est ensuite analysé par cette méthode. Les différentes réponses du système chimique aux variations physico-chimiques et géophysiques sont divisées en deux catégories et sont étudiées par l'utilisation des graphes. Les catégories sont définies par rapport aux paramètres endogènes qui agissent à l'intérieur du système, comme la variation de certains constituants neutres minoritaires, et exogènes qui agissent à l'extérieur du système, comme la variation de la pro-

duction de paires électrons ions-positifs. Le chapitre III définit un modèle équivalent simplifié permettant d'appliquer l'étude de la chimie à la diffusion incohérente. Il définit également les domaines de validité de certaines simplifications. Partant du modèle équivalent, le chapitre IV introduit les fluctuations d'origine chimique, les spectres de puissance de ces fluctuations et les possibilités de simulation et d'analyse. La diffusion incohérente dans son approche hydrodynamique est présentée au chapitre V grâce à un formalisme matriciel permettant par généralisation d'introduire la partie chimique de la fluctuation. Les nouveaux couplages induits par la chimie font apparaître des termes non diagonaux dans le formalisme matriciel. La comparaison avec les résultats expérimentaux est assurée par le chapitre VI. Nous y soulignons l'apparition de nouvelles contradictions. Afin de lever celles-ci nous effectuons au chapitre VII une analyse des distances caractéristiques du milieu ionosphérique. Ces distances sont vues comme l'inverse des valeurs propres non nulles des systèmes matriciels décrivant les états stationnaires. Il y apparaît que la chimie induit sa propre distance caractéristique. Ce fait est utilisé au chapitre VIII pour apporter une correction à l'approche hydrodynamique et pour comparer à nouveau les prévisions théoriques aux quelques mesures expérimentales. Une vision prospective de la forme des spectres de diffusion en zone polaire y est également présentée.

Je tiens sincèrement à remercier toutes les personnes qui m'ont aidé et encouragé dans la réalisation de ce travail. Mes remerciements vont tout particulièrement à M. G. KOCKARTS, chef de section à l'Institut d'Aéronomie Spatiale et chargé d'enseignement à l'Université Libre de Bruxelles, qui m'a poussé à mener à bien ce travail ainsi qu'à MM. J. DEPRINS et G. NICOLIS, professeurs à l'Université Libre de Bruxelles, pour leurs aides dans l'étude des fluctuations. Ils s'adressent également à mes collègues français W. KOFMAN, F. BERTIN et A. CREMIEUX sans lesquels aucune étude par diffusion incohérente n'aurait été possible, ainsi qu'à J. SCHMITZ, A. SIMON et M. DE CLERCQ qui ont rendu possible la réalisation de ce travail. Enfin mes remerciements s'adressent à mon épouse et mes enfants, Liliane, Pierre et André, qui m'ont supporté pendant la réalisation pratique de ce travail.

CHAPITRE I

FORMATION DE LA REGION D

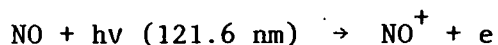
I.1. Introduction

La région D correspond à l'ionosphère inférieure entre 50 et 90 km d'altitude. Elle est caractérisée par une concentration électronique relativement faible, entre 10 et 1000 électrons par cm^3 et par une interaction collisionnelle dominante entre les espèces chargées, les électrons et les ions d'une part, et les neutres d'autre part.

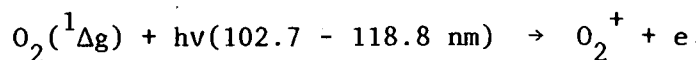
On peut diviser cette région assez grossièrement en deux parties suivant la nature des espèces chargées en présence. La région D inférieure comprise entre 50 et 70 km se caractérise par la présence d'ions négatifs. A ces altitudes les ions négatifs sont les espèces négatives dominantes. Le paramètre λ qui mesure le rapport entre la concentration ionique négative n_- et la concentration électronique n_e est supérieur ou égal à 1. ($\lambda = n_-/n_e$). Au-dessus de 70 km, l'électron est l'espèce négative dominante et λ est inférieur à 1.

La production de paires électrons-ions positifs est possible dans la région D, à partir du rayonnement d'origine solaire, dans trois domaines de longueurs d'ondes (REID, 1976).

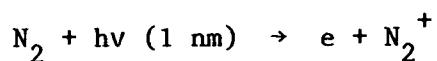
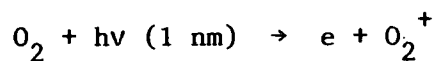
* le rayonnement Lyman- α ($\text{Ly } \alpha$) à 121.6 nm conduisant à l'ionisation du monoxyde d'azote (NO)



* Le rayonnement ultraviolet compris entre 102.7 nm et 111.8 nm conduisant à l'ionisation de l'oxygène moléculaire dans l'état excité $^1\Delta_g$



* Le rayonnement X, de longueur d'onde inférieure à 1 nm, conduisant à l'ionisation des constituants majoritaires, c'est-à-dire l'oxygène moléculaire et l'azote moléculaire à partir de leur état fondamental



A ce rayonnement d'origine solaire il faut ajouter l'ionisation causée par le rayonnement corpusculaire d'origine cosmique. Ce rayonnement ionise l'ensemble des constituants neutres.

Dès lors, une étude plus approfondie des mécanismes d'ionisation et de formation de la région D nécessite à la fois la connaissance de la distribution verticale des composés majoritaires de l'atmosphère neutre (O_2 et N_2) et de certains constituants minoritaires tels que NO et O_2 ($^1\Delta_g$). D'autre part, l'intensité et les éventuelles variations du rayonnement ionisant électromagnétique et corpusculaire doivent être déterminées.

I.2. Le modèle neutre de référence

Le rôle de l'atmosphère neutre est considérable dans la région D. Non seulement les concentrations des constituants neutres majoritaires (O_2 et N_2) interviennent directement dans les processus de photoionisation, mais les constituants neutres minoritaires, dont les concentrations sont beaucoup moins bien connues, peuvent jouer un rôle important. Ainsi l'ionisation de l'oxyde d'azote par le rayonnement Lyman- α sera, comme nous le verrons plus loin, une source majoritaire d'ionisation dans la région D. De plus, ces constituants neutres minoritaires interviennent dans les réactions chimiques qui conduisent à la formation de la région D. En particulier, l'oxygène atomique joue un rôle considérable dans la chimie des ions négatifs.

Nous avons utilisé comme modèle neutre, le modèle développé par KENESHEA et al. (1979). Cependant ce modèle ne fournit pas les concentrations du mono et du dioxyde d'azote en fonction de l'altitude. Ainsi il nous a fallu compléter ce modèle d'une manière relativement arbitraire par l'adjonction des profils de concentrations de NO et NO₂ publiés par TURCO et SECRIST (1970, 1972b) en se référant au cas "high-daytime" de ces auteurs. Le modèle de KENESHEA et al. (1979) nous servira de modèle neutre de référence tout au long de ce travail, il correspond à des conditions diurnes, à 45° de latitude, autour du midi local. Les figures (I.1) et (I.2) résument ce modèle. La figure (I.1) donne la concentration des constituants neutres majoritaires N₂ et O₂ (cm⁻³). Elle est complétée par les valeurs des fréquences de collision qui seront utilisées dans la deuxième partie de ce travail. La figure (I.2) donne la concentration (cm⁻³) des constituants neutres minoritaires.

L'adoption d'un modèle neutre de référence présente l'avantage de pouvoir utiliser des concentrations consistantes les unes par rapport aux autres. Cette consistance au sein du modèle ne doit pas faire oublier les variations importantes qui peuvent exister, pour un constituant neutre minoritaire donné, entre différents modèles et entre différentes mesures. Nous illustrons ceci en regardant un peu plus en détail les profils de concentrations de l'oxygène atomique et du monoxyde d'azote. Cette analyse sera justifiée à posteriori par le rôle considérable joué par ces deux constituants minoritaires dans la formation de la région D.

En ce qui concerne l'oxygène atomique nous avons regroupé à la figure (I.3) différents profils théoriques de concentration. Cette figure est loin d'être exhaustive mais les concentrations qui y sont montrées ont servi de référence pour des études de la chimie ionique dans la région D. Les profils de concentration de l'oxygène atomique développés par TURCO et SECHRIST (1972b) sont notés TS 1 et TS 2 sur la figure (I.3), ils correspondent respectivement au cas "Low" et "High" développés par ces auteurs. Le profil développé par BOWMAN et al. (1970), et utilisé entre autre par ROWE (1972), est noté "B" sur la figure. Le profil noté "N" correspond à une étude de NICOLET (1971).

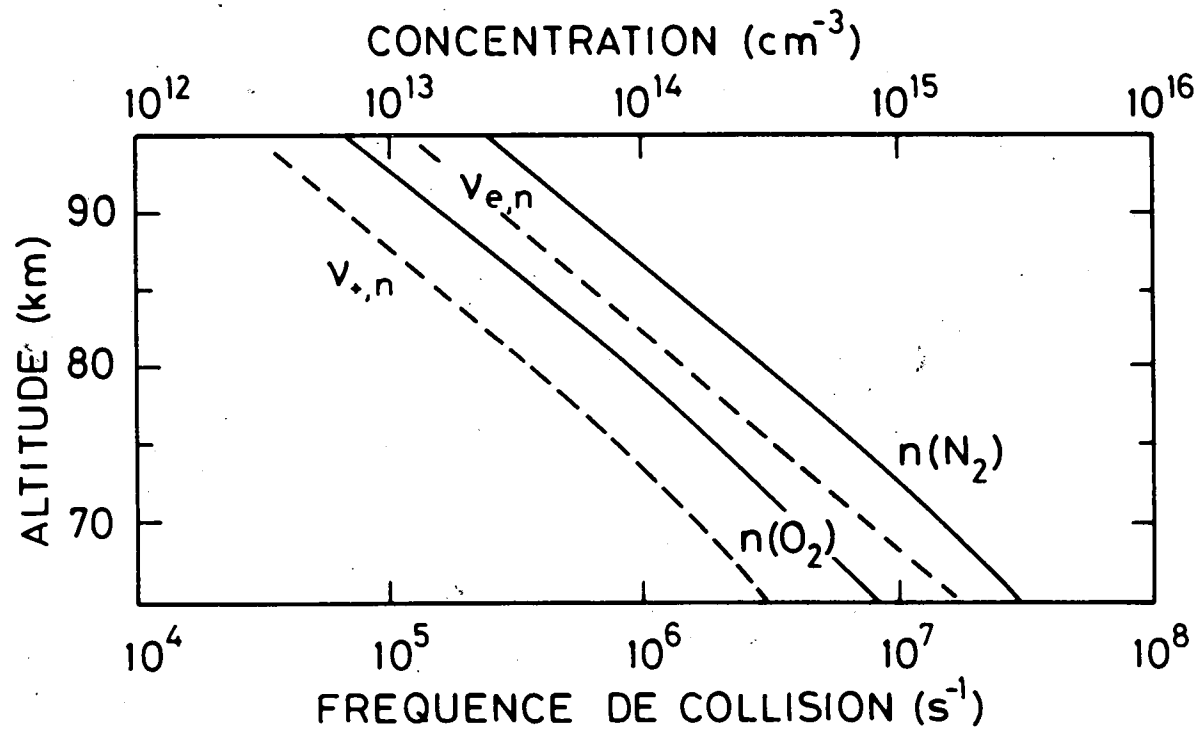


Fig. I.1.- Concentrations des neutres majoritaires O_2 et N_2 et fréquences de collisions $v_{+,n}$ et $v_{e,n}$ en fonction de l'altitude.

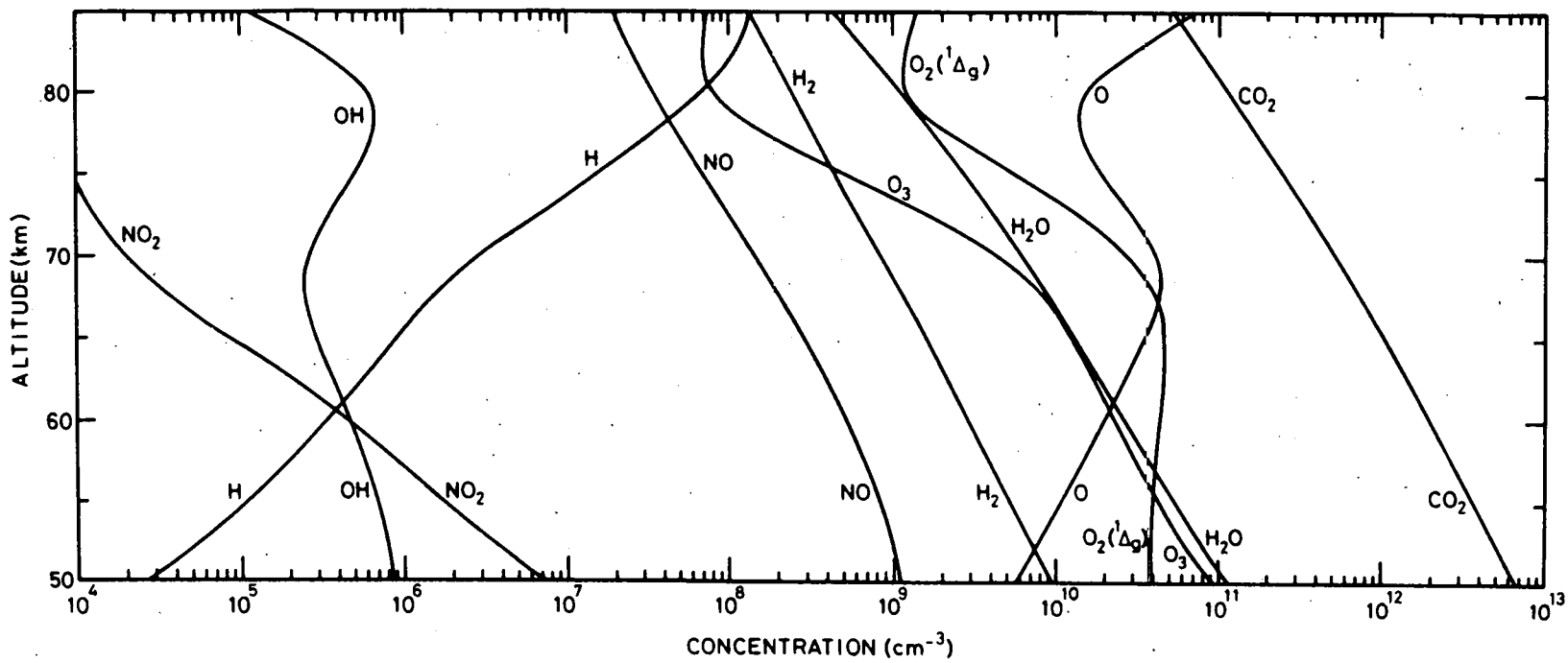


Fig. I.2.- Concentrations des neutres minoritaires dans le modèle de référence.

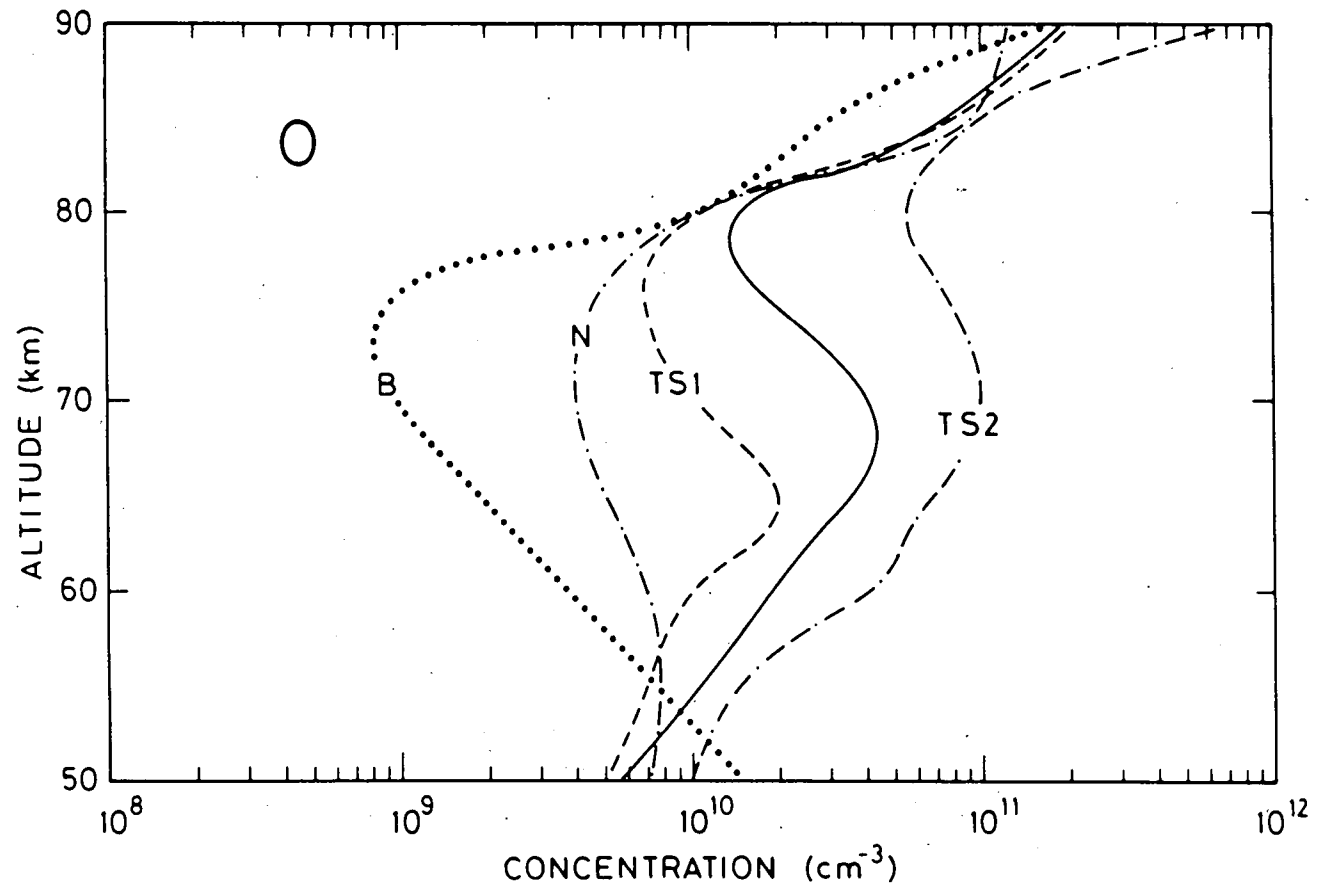


Fig. I.3.- Concentration de l'oxygène atomique dans différents modèles (voir texte).

Enfin les valeurs utilisées dans notre modèle de référence sont représentées en trait plein. Nous voyons que la dispersion des valeurs utilisées peut être énorme et atteindre deux ordres de grandeur à 70 km. Notre but ici n'est pas d'entrer dans une analyse comparative des différents modèles décrivant la chimie de l'oxygène atomique mais simplement de souligner que de telles différences existent et qu'elles induisent inévitablement des différences entre les modèles décrivant la formation des ions dans la région D.

La disparité des concentrations est encore plus grande dans le cas du monoxyde d'azote. Il s'agit en général de résultats expérimentaux. Nous avons regroupé sur la figure (I.4) les profils de concentrations extrait de ACKERMAN et al. (1973) et de BJÖRN et al. (1979) complétés par les valeurs de PONTANO et HALE (1970) et par le profil théorique de TURCO et SECHRIST (1970). La figure (I.4) fait aussi apparaître les résultats de PONTANO et HALE (1970), MEIRA (1971), HALE (1972), TISONE (1973), TOMATSU et IWAGAMI (1975), ARNOLD et KRANKOWSKY (1977), ARNOLD et al. (1975), WITT et al. (1976) et de MEISTER et al. (1978), ainsi que le tir S18/2 discuté dans l'article de BJÖRN et al. (1979). Enfin nous avons fait apparaître en trait continu la concentration de NO du modèle de référence.

Suivant BJÖRN et al. (1979) le profil de TOMATSU et IWAGAMI correspond à une situation de basse latitude, celui de MEIRA à une latitude moyenne et celui de WITT à une haute latitude. Enfin les profils de ARNOLD, AK 1 et AK 2 ainsi que celui de MEISTER correspondent tous à des anomalies d'hivers à moyenne latitude.

Répetons encore que les figures (I.3) et (I.4) sont purement exemplatives mais que de telles variations dans les concentrations se retrouveront également sur les constituants neutres qui sont chimiquement liés à l'oxygène atomique et au monoxyde d'azote. Ainsi nous devons nous attendre à voir également des variations importantes sur les concentrations de l'ozone et de l'oxygène moléculaire excité dans l'état $^1\Delta_g$. Il nous faudra tenir compte de ceci lors de l'analyse de notre modèle au chapitre II.

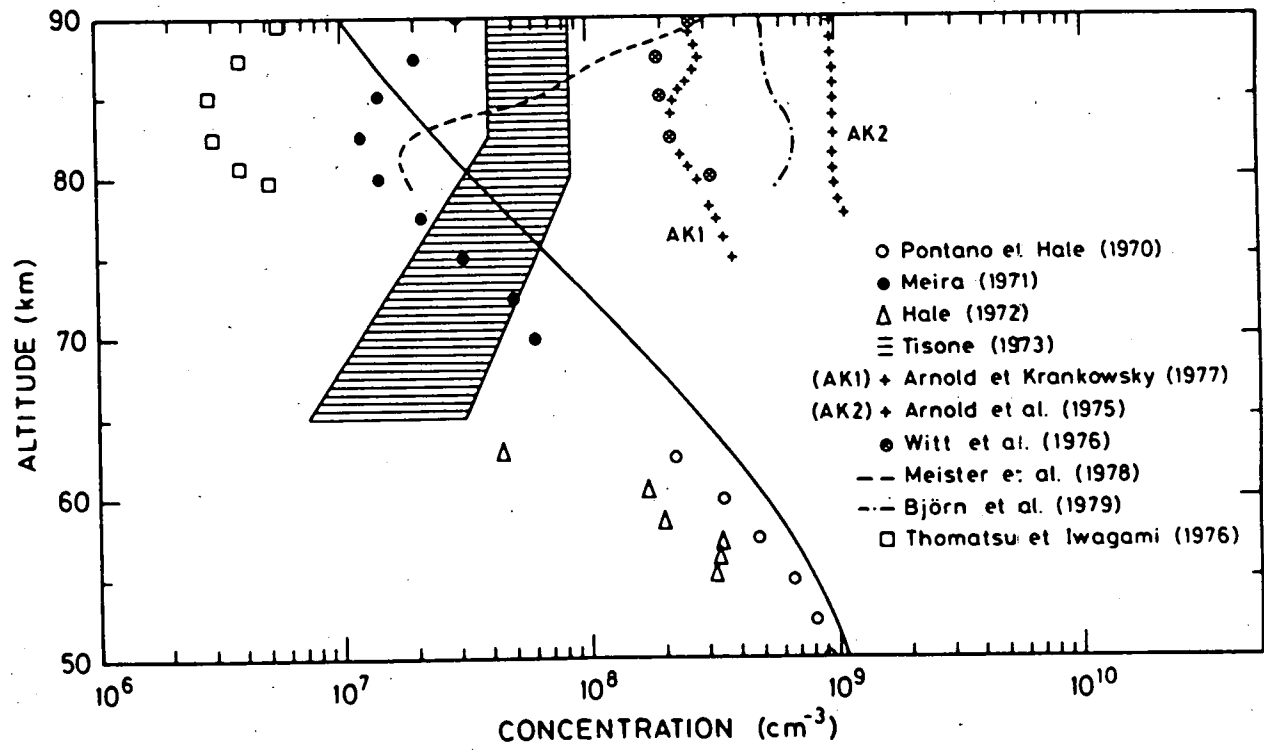


Fig. I.4.- Mesures expérimentales de la concentration du monoxyde d'azote comparées à la concentration du modèle de référence (trait continu).

I.3. La production électronique et ionique

La production de paires ions positifs électrons est assurée par des réactions de photoionisation du type (I.3.1) à partir des constituants neutres de l'atmosphère



La production électronique totale pour un angle zénithal donné χ et une altitude z donnée s'exprime par les relations (OHSHIO et al. 1966)

$$P(\chi, z) = \sum P_\lambda(\chi, z) \quad (\text{I.3.2})$$

$$P_\lambda(\chi, z) = \Phi_\lambda(z) \sum r_i(\lambda) \sigma_{\text{ABS}}(i, \lambda) n_i(z) \quad (\text{I.3.3})$$

$$\Phi_\lambda(z) = \Phi_\lambda(\infty) \exp \left[-Ch(\chi, X, \beta) \sum \sigma_{\text{ABS}}(i, \lambda) \int_z^\infty n_j(z) dz \right] \quad (\text{I.3.4})$$

Dans ces expressions,

$P_\lambda(\chi, z)$ est la production électronique correspondante à une radiation monochromatique de longueur d'onde λ à une altitude z pour un angle zénithal χ ($\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$)

$\Phi_\lambda(z)$ est le nombre de photons de longueur d'onde λ disponible à l'altitude z (photons $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$)

$\sigma_{\text{ABS}}(i, \lambda)$ est la section efficace d'absorption du constituant i pour une longueur d'onde λ (cm^2).

$r_i(\lambda)$ est un rendement, il donne le nombre de paires électron-ion formées pour un photon de longueur d'onde λ absorbé par le constituant i .

$n_i(z)$ est la concentration du constituant i à l'altitude z (cm^{-3}).

$\Phi_\lambda(\infty)$ est le nombre de photons, de longueur d'onde λ disponible au sommet de l'atmosphère par unité de surface et par unité de temps (photons $\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$).

$\text{Ch}(\chi, X, \beta)$ est la fonction de Chapman; $X \equiv (z + r_0)/H$ où r_0 est le rayon de la terre, H la hauteur d'échelle et $\beta \equiv \frac{dH}{dz}$ le gradient de la hauteur d'échelle.

Rappelons que la hauteur d'échelle est donnée pour un constituant i par

$$H_i(z) = \frac{KT(z)}{m_i g(z)} \quad (\text{I.3.5})$$

avec
$$g(z) = g_0 / (1 + z/r_0)^2 \quad (\text{I.3.6})$$

K est la constante de Boltzmann (1.38×10^{-16} erg K^{-1})

m_i la masse du constituant i

g_0 l'accélération gravitationnelle à la surface de la terre (981 cm sec^{-2})

$g(z)$ est l'accélération gravitationnelle à l'altitude z

$T(z)$ la température à l'altitude z exprimée en Kelvin.

On peut également trouver dans l'expression (I.3.3) la section efficace de photoionisation σ_{PH} donnée par

$$\sigma_{\text{PH}}(i, \lambda) = r_i(\lambda) \sigma_{\text{ABS}}(i, \lambda) \quad (\text{I.3.7})$$

La fonction de Chapman se réduit pour des angles zénithaux inférieurs à 60° à

$$\text{Ch}(\chi, X, \beta) = \sec(\chi) \quad (\text{I.3.8})$$

Pour des angles zénithaux plus élevés, des relations permettant de trouver cette fonction ont été données par SWIDER (1964). La relation (I.3.4) peut également s'écrire sous la forme

$$\Phi_\lambda(z) = \Phi_\lambda(\infty) \exp -\tau \quad (\text{I.3.9})$$

expression dans laquelle τ est l'épaisseur optique. Ces relations vont nous permettre d'étudier les mécanismes de production dans la région D.

I.4. Le rayonnement cosmique galactique (RCG)

Ce rayonnement d'origine non solaire ionise l'ensemble des constituants neutres. Le rayonnement cosmique galactique est la principale source d'ionisation au-dessous de 60 km et les ions positifs produits par photoionisation proviennent essentiellement d'un constituant neutre majoritaire O_2 ou N_2 . Nous discuterons largement cette source d'ionisation parce qu'elle est dominante aux altitudes où les ions négatifs vont apparaître comme les espèces négatives majoritaires.

Les études de VELINOV (1968) et de NEHER (1967) ont montré que la production électronique à partir de ce rayonnement est inversement proportionnelle à l'activité solaire et est très dépendante de la latitude géomagnétique. HEAPS (1978) a publié des relations paramétrisées permettant le calcul de la production par le rayonnement galactique. Nous en retiendrons la relation suivante valable au-dessus de 30 km

$$P_{RCG} = (A + B \sin^4 \Lambda) n_n \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.4.1})$$

A et B sont des paramètres, Λ est la latitude géomagnétique et n_n la concentration neutre totale exprimée en cm^{-3} . Cette relation est valable pour des latitudes géomagnétiques comprises entre 0° et 60°

$$A = 1.74 \times 10^{-18} \text{ s}^{-1}$$

B varie de $2.84 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ au minimum de l'activité solaire à $1.93 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ au maximum de l'activité solaire.

Dans ce travail nous avons utilisé la relation

$$P_{RCG} = G n_n \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)} \quad (\text{I.4.2})$$

avec $G = 1.4 \times 10^{-17}$ au minimum de l'activité solaire
 $G = 8.0 \times 10^{-18}$ au maximum de l'activité solaire.

HEAPS (1978) donne également une relation permettant de calculer la production par le rayonnement cosmique dans les zones polaires. Cette relation est donnée par :

$$P_{\text{RCG}} = (C + D \cos E) n_n \quad (\text{cm}^{-3} \text{ s}^{-1}) \quad (\text{I.4.3})$$

$\cos E$ représente la modulation de la production par l'activité solaire. Elle peut être calculée entre 1954 et 1980 en se référant aux valeurs publiées par l'auteur. Si l'on tient compte des relations (I.4.1) et (I.4.3) on peut estimer les extrema possibles des valeurs de la production par le rayonnement cosmique d'origine galactique, c'est-à-dire

$$P_{\text{RCG}}(\text{equateur}) = 1.74 \times 10^{-18} n_n \quad (\text{I.4.4})$$

$$P_{\text{RCG}}(\text{zone polaire}) \leq 1.93 \times 10^{-17} n_n$$

Rappelons pour terminer que cette source d'ionisation se maintient de jour comme de nuit, ce rayonnement étant d'origine non solaire.

I.5. Le rayonnement solaire Lyman- α (121.6 nm) (Ly- α)

Le rayonnement Lyman- α est la source d'ionisation la plus importante entre 70 et 85 km. Ce rayonnement conduit à l'ionisation du monoxyde d'azote (NO). REID (1970) utilise pour Ly α une section efficace d'ionisation de NO de $2.0 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ tandis que ROWE (1972) citant les travaux de OHSIO et al. (1966) utilise la valeur $1.9 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. A cette longueur d'onde le rayonnement incident est essentiellement absorbé par l'oxygène moléculaire. La section efficace d'absorption de l'oxygène moléculaire a été étudié en détail au voisinage de Ly α par OGAWA (1968) et par LEWIS et al. (1983). Comme ROWE (1972) nous utiliserons la valeur $9 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$ bien que la section efficace de O_2 varie sur la largeur de la raie solaire Ly α . HALL et HINTEREGGER (1970) et HINTEREGGER (1970) publient une valeur de l'ordre de 3×10^{11} photons

$\text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ pour le flux incident au sommet de l'atmosphère. Cette mesure a été réalisée à bord du satellite OSO-3 mais, HALL et HINTEREGEER (1970) précisent cependant que la valeur de $\text{Ly } \alpha$ a été obtenue dans la partie non linéaire des détecteurs. ROWE (1972) citant TIMOTHY et TIMOTHY (1970) utilise la même valeur. Il précise également, en accord avec BLAMONT et VIDAL-MADJAR (1971), qu'il faut s'attendre à une variation de l'ordre d'un facteur 2 de ce flux en fonction de l'activité solaire. Compte tenu des valeurs données ci-dessus le produit du flux disponible par la section efficace d'ionisation est de l'ordre de $6.0 \times 10^{-7} \text{ ph. sec}^{-1}$. Afin de tenir compte d'une variation au cours du cycle solaire, nous avons utilisé les valeurs.

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{Ly}\alpha} \times \sigma_{\text{ph}}(\text{NO}, \text{Ly}\alpha) &= 4.0 \times 10^{-7} \text{ ph sec}^{-1} \text{ au minimum de} \\ &\text{l'activité solaire (I.5.1)} \\ &= 8.0 \times 10^{-7} \text{ au maximum de l'activité} \\ &\text{solaire} \end{aligned}$$

I.6. Le rayonnement solaire dans l'intervalle 102.7 - 111.8 nm

Ce rayonnement n'est pas assez énergétique pour provoquer l'ionisation de l'oxygène moléculaire lorsqu'il se trouve dans son état fondamental dont le potentiel d'ionisation correspond à 102.7 nm (HUBER et HERZBERG, 1979). Cependant l'ionisation est possible à partir de l'état $^1\Delta_g$ qui se trouve 0.982 eV au-dessus de l'état fondamental, ce qui implique une ionisation pour les longueurs d'onde inférieure à 111.8 nm. HUNTEN et McELROY (1968) présentaient cette source d'ionisation comme pouvant être une source majoritaire d'ionisation au-dessus de 70 km. Cependant ils avaient uniquement tenu compte de l'absorption par l'oxygène moléculaire. Ainsi, HUFFMAN et al. (1971) montraient qu'il fallait également prendre en considération l'absorption par le dioxyde de carbone ce qui diminuait considérablement l'importance de cette source. ROWE (1972) utilise l'approximation suivante due à PAULSEN et al. (1972) pour calculer la production totale dans l'intervalle de longueur d'onde considéré et pour des altitudes comprises entre 70 et 90 km.

$$\begin{aligned}
 P_{(102.7-111.8)}^{(O_2^+)} &= n(O_2(^1\Delta_g)) \times \{ (5.49 \times 10^{-10}) \\
 &\times [\text{Exp} (- 2.406 \times 10^{-20} n(O_2) H(O_2) \text{ sec} (\chi))] \\
 &+ (2.614 \times 10^{-9}) \times [\text{Exp} (- 8.508 \times 10^{-20} n(O_2) H(O_2) \text{ sec}(\chi))] \} \\
 &\hspace{15em} (I.6.1)
 \end{aligned}$$

où H est la hauteur d'échelle.

Nous avons cependant préféré utiliser une procédure différente pour le calcul de la production en découpant l'intervalle considéré en contribution de raies et de continua auxquelles nous appliquons les relations du paragraphe I.3. Le but de ce calcul visait à trouver au sein de cet intervalle 102.7-111.8 nm des sources dominantes. Pour affectuer ce calcul nous avons utilisé les sections efficaces d'absorption de O_2 publiées par HUDSON (1971) et celles de NAKATA et al. (1965) pour CO_2 . Les sections efficaces d'ionisation pour $O_2(^1\Delta_g)$ sont celles utilisées par HUFFMAN et al. (1971).

Ces auteurs ont découpé l'intervalle considéré en 4 continua et 9 raies, c'est ce découpage qui a servi de base à notre calcul. Les valeurs absolues de la production de O_2^+ seront comparées aux autres sources d'ionisation au paragraphe (I.8). Examinons ici l'importance relative des raies et continua, nous voyons à la figure (I.5), que l'ensemble de la production est dominée par des raies correspondantes aux grandes longueurs d'ondes (110.8, 111.0 nm) et que les continua ne commencent à intervenir qu'au-dessus de 80 nm. Comme nous le verrons plus loin, la production de O_2^+ à partir de $O_2(^1\Delta_g)$ reste un mécanisme de production important entre 70 et 80 km et, à ces altitudes il suffirait de considérer la contribution de 110.8 et 111.0 nm pour rendre compte de 99% de la production dans l'intervalle considéré. Nous ne possédons malheureusement pas l'évolution des flux dans l'intervalle 102.7-111.8 nm en fonction de l'activité solaire, de sorte qu'il est difficile de pousser cette étude plus loin. Notons cependant que HALL

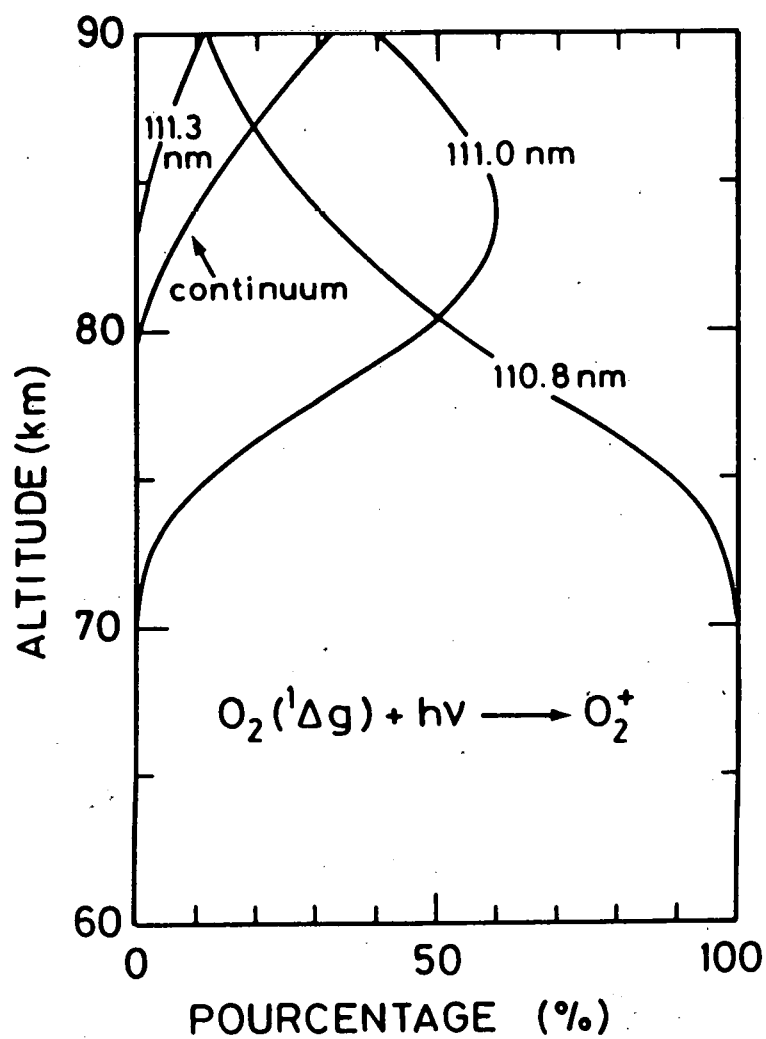


Fig. I.5.- Importance relative des raies et du continuum dans la formation de O_2^+ à partir de $O_2(^1\Delta_g)$.

et al (1969) indiquent une variation entre 1961 et 1968 pour 102.5 nm et 103.2 nm dont les valeurs extremes sont respectivement données par

$$1.8 \times 10^9 \leq \text{FLUX } 102.5 \text{ nm} \leq 3.8 \times 10^9 \text{ (ph cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}\text{)}$$

$$1.4 \times 10^9 \leq \text{FLUX } 103.2 \text{ nm} \leq 2.5 \times 10^9 \quad (\text{I.6.2})$$

Mais en l'absence d'informations plus précises concernant les raies qui semblent être les plus efficaces nous nous sommes bornés à utiliser une production type ne dépendant pas de l'activité solaire.

I.7. Le rayonnement solaire

Le rayonnement X de longueur d'onde inférieure à 1 nm est une source importante d'ionisation dans la région D au-dessus de 70 km. Il est suffisamment énergétique pour ioniser l'ensemble des constituants. Nous ne nous intéresserons cependant qu'à l'ionisation des constituants majoritaires. O_2 et N_2 , car la contribution à l'ionisation directe des constituants minoritaires est négligeable dans ce domaine de longueur d'onde. Pour rendre compte de l'extrême variabilité du flux incident à ces longueurs d'ondes en fonction de l'activité solaire nous avons découpé cet intervalle de longueur d'onde en trois parties dont les valeurs nominales sont 0.6, 0.4 et 0.2 nm, ce qui correspond respectivement aux intervalles 0.8-0.5 nm, 0.5 - 0.33 nm, et 0.33 - 0.15 nm (BANKS et KOCKARTS, 1973). L'ensemble des valeurs utilisées pour le calcul de la production électronique par le rayonnement X est reprise au tableau I.1. Les effets de la dépendance par rapport à l'activité solaire sont présentés à la figure (I.6). Nous y avons montré la contribution de chacun des intervalles par rapport au rayonnement Lyman α . La production électronique par le rayonnement Ly α est calculée pour un maximum de l'activité solaire. La production par le rayonnement X représentée en trait continu correspond à une activité solaire très perturbée, tandis que le tireté correspond à un maximum de l'activité solaire.

TABLEAU I.1

a) $\phi \times \sigma_{PH}$

Activité solaire	O_2			N_2		
	0.2 nm	0.4 nm	0.6 nm	0.2 nm	0.4 nm	0.6 nm
Minimum	2.20(-19) ^(*)	1.50(-17)	4.20(-16)	1.23(-19)	8.6(-18)	2.45(-16)
Maximum	2.10(-16)	1.50(-14)	4.20(-13)	1.23(-16)	8.60(-15)	2.45(-13)
Très perturbé	2.10(-14)	1.50(-12)	4.20(-11)	1.23(-14)	8.60(-13)	2.45(-11)

b) Sections efficaces d'absorption

	O_2	N_2
0.2	1.31(-21)	7.47(-22)
0.4	9.93(-21)	5.73(-21)
0.6	3.20(-20)	1.87(-20)

(*) : 2.20(-19) \equiv 2.20 x 10⁻¹⁹

TABLEAU I.1 (suite)

c) Rendement (électrons/photon)

Longueur d'onde (nm)	0.2	0.4	0.6
nbre electrons/photon	165	75	45

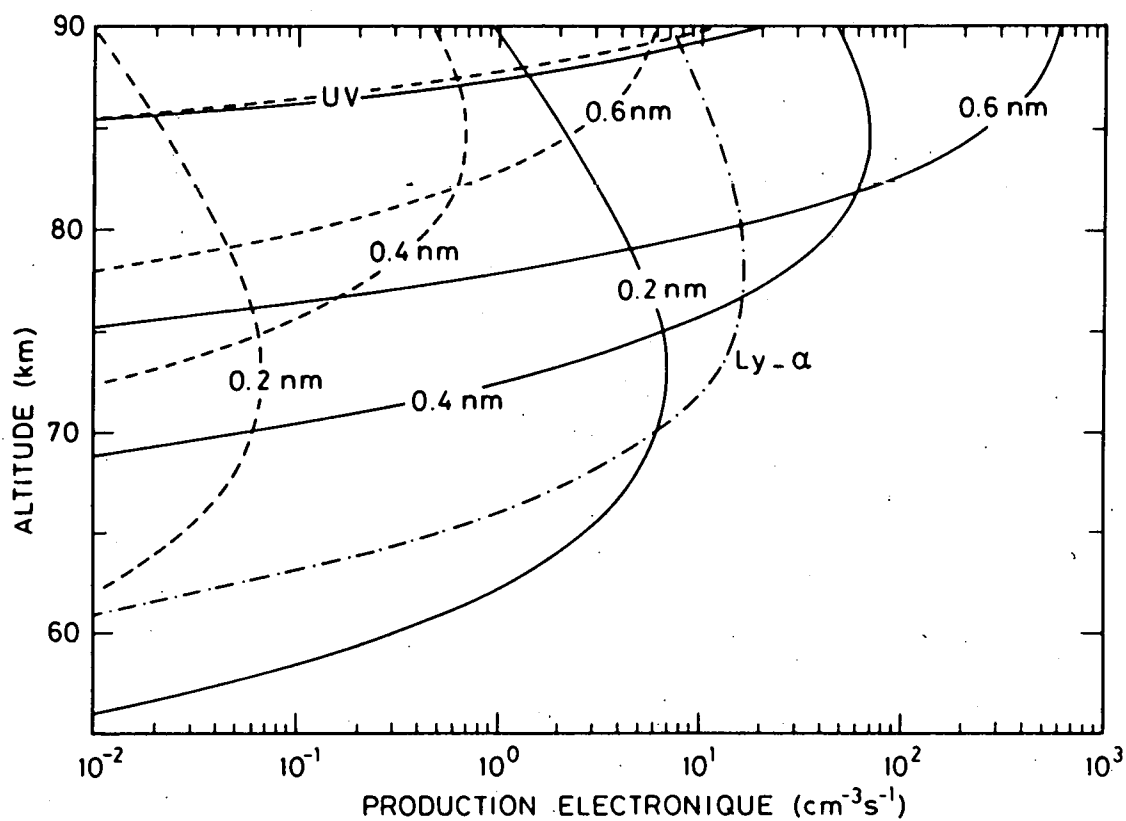


Fig. I.6.- Dépendance des sources de production électronique par le rayonnement X et Ly α par rapport à l'activité solaire. Le trait continu correspond à une activité très perturbée, le tireté à un maximum de l'activité.

Comme, l'oxygène moléculaire dans son état fondamental peut être ionisé par le rayonnement solaire ultraviolet de longueur d'onde inférieure à 102.7 nm, nous avons inclus cette contribution sur la figure I.6 (courbe UV). Cette contribution joue un rôle uniquement dans la partie supérieure de la région D, c'est-à-dire aux altitudes où les ions négatifs sont négligeables. Ils ressort de la figure (I.6) que le rayonnement X est une source majoritaire d'ionisation dans la région D au-dessus de 70 km, uniquement lors d'une activité solaire importante. Son importance relative par rapport au rayonnement de l'intervalle 102.7-111.8 nm sera discutée du paragraphe suivant.

I.8 Comparaison des différentes sources de production

A la figure (I.7) nous avons comparé les différentes sources d'ionisation calculées suivant les conditions définies aux paragraphes précédents. Nous y avons également comparé deux conditions d'activité solaire, une activité minimum (MIN) en pointillé sur la figure (I.7) et une condition d'activité maximum (MAX) en trait continu. Rappelons qu'il n'a pas été possible de définir une dépendance par rapport à l'activité solaire pour le rayonnement ultraviolet dans l'intervalle 102.7-111.8 nm et que la dépendance du rayonnement Lyman- α a été quelque peu exagérée. Comme nous l'avons déjà fait remarquer précédemment le rayonnement X est extrêmement dépendant de l'activité solaire tandis que le rayonnement cosmique d'origine galactique est inversement proportionnel à l'activité solaire. Nous voyons également apparaître deux sous-régions, l'une dominée par le rayonnement cosmique produisant O_2^+ et N_2^+ , l'autre dominée par le rayonnement Lyman- α conduisant à la formation de NO^+ . Nous verrons au paragraphe I.9 qu'il reste important de connaître la production directe de O_2^+ au-dessus de 70 km. Les importances relatives, exprimées en pourcent des différentes sources de production de O_2^+ sont comparées à la figure (I.8). Ceci fait apparaître l'effet du rayonnement ultraviolet dans l'intervalle 102.7-111.8 nm et montre ainsi la nécessité d'une meilleure connaissance des variations du flux à ces longueurs d'ondes.

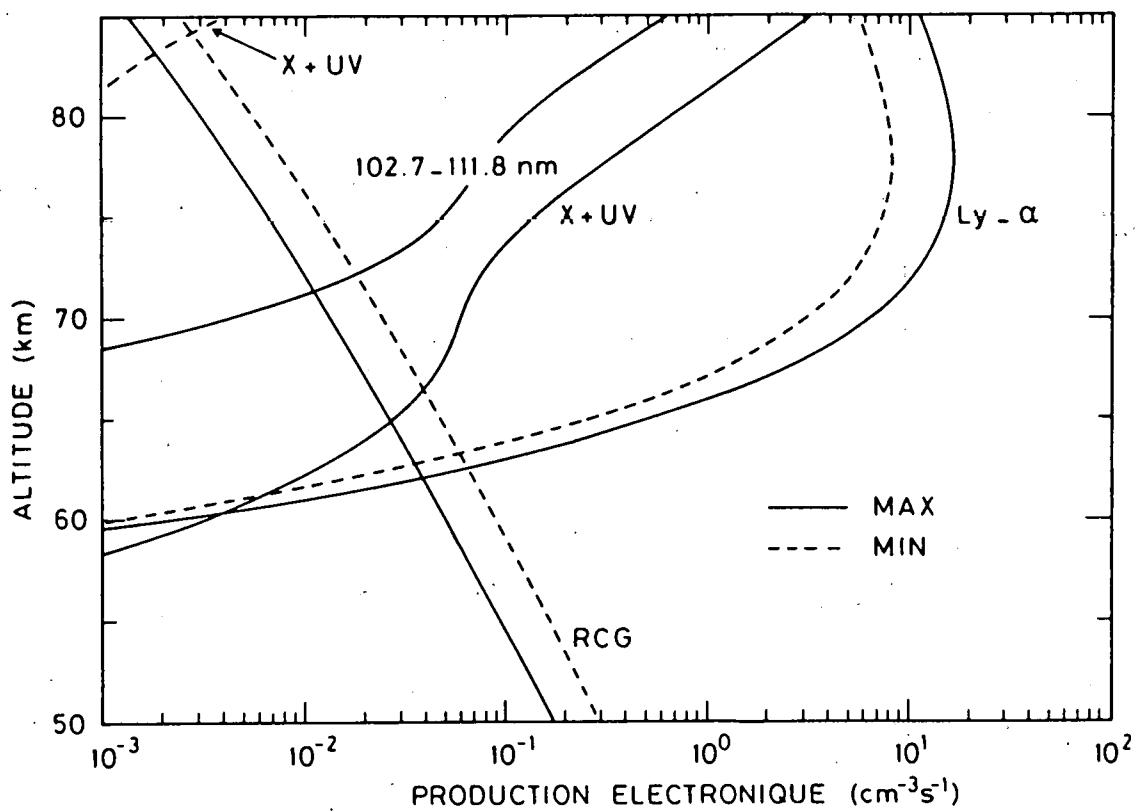


Fig. I.7.- Importance des sources de production électronique et dépendance de celles-ci par rapport à l'activité solaire.

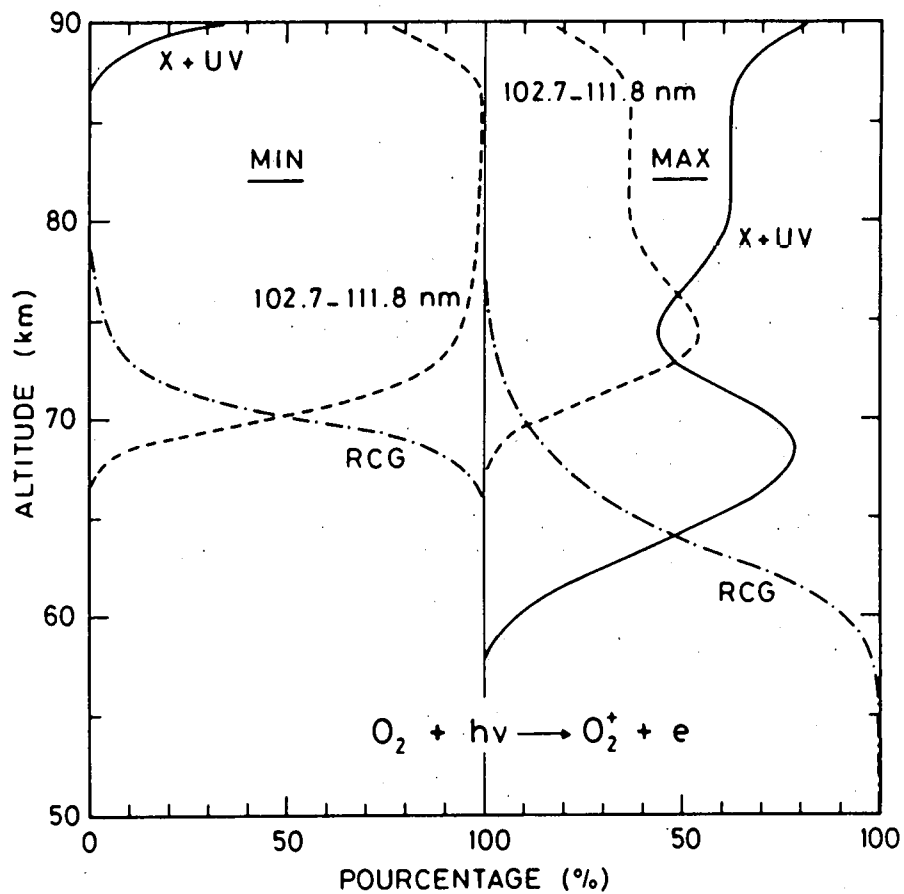


Fig. I.8.- Importance relative des sources de production de O_2^+ au maximum et au minimum de l'activité solaire.

Nous voyons à nouveau apparaître, l'extrême variabilité de la production par le rayonnement X. Cette source de production de O_2^+ pratiquement négligeable dans des conditions de soleil calme devient importante, voir dominante lorsque l'on se déplace vers une activité solaire plus importante.

Lors de l'étude de la production par le rayonnement cosmique nous avons défini des valeurs maximales en fonction de la latitude et de l'activité solaire. Afin de pouvoir rendre compte dans le cadre du modèle utilisé, d'un intervalle de production admissible, nous avons cherché à maximaliser et à minimaliser la production. Ces conditions extrêmes peuvent être définies d'une part par l'utilisation d'un modèle de type "équatorial" sous la condition d'une activité solaire maximum et d'autre part par un modèle de type "haute latitude" sous la condition d'une activité solaire minimum. Le premier modèle minimalise la production au-dessous de 70 km et la maximalise au-dessus de cette altitude, la situation est inversée dans le second modèle. La production par Lyman α correspond à un angle zénithal nul dans le premier cas et à un angle zénithal de 60° dans le second cas. La figure (I.9) compare ces deux résultats extrêmes avec les conditions MIN et MAX de notre modèle de référence, dans lequel la production par Lyman α a été calculée pour un angle zénithal de 40° . La courbe en trait continu notée "3" correspond à la situation de type "équatorial" que nous venons de définir. Celle notée "4" correspond à une situation type "haute latitude". Les courbes notées "1" et "2" se réfèrent respectivement aux conditions MIN et MAX de notre modèle. Aux variations temporelles et géographiques viennent s'ajouter d'autres causes possibles de variation de la production, telles que la variation de la concentration de NO.

I.9. La chimie des ions positifs

Après avoir montré comment les mécanismes de photoionisation assurent la production des ions O_2^+ , N_2^+ et NO^+ , il faut examiner comment ces ions réagissent chimiquement avec le milieu ambiant pour former d'autres ions.

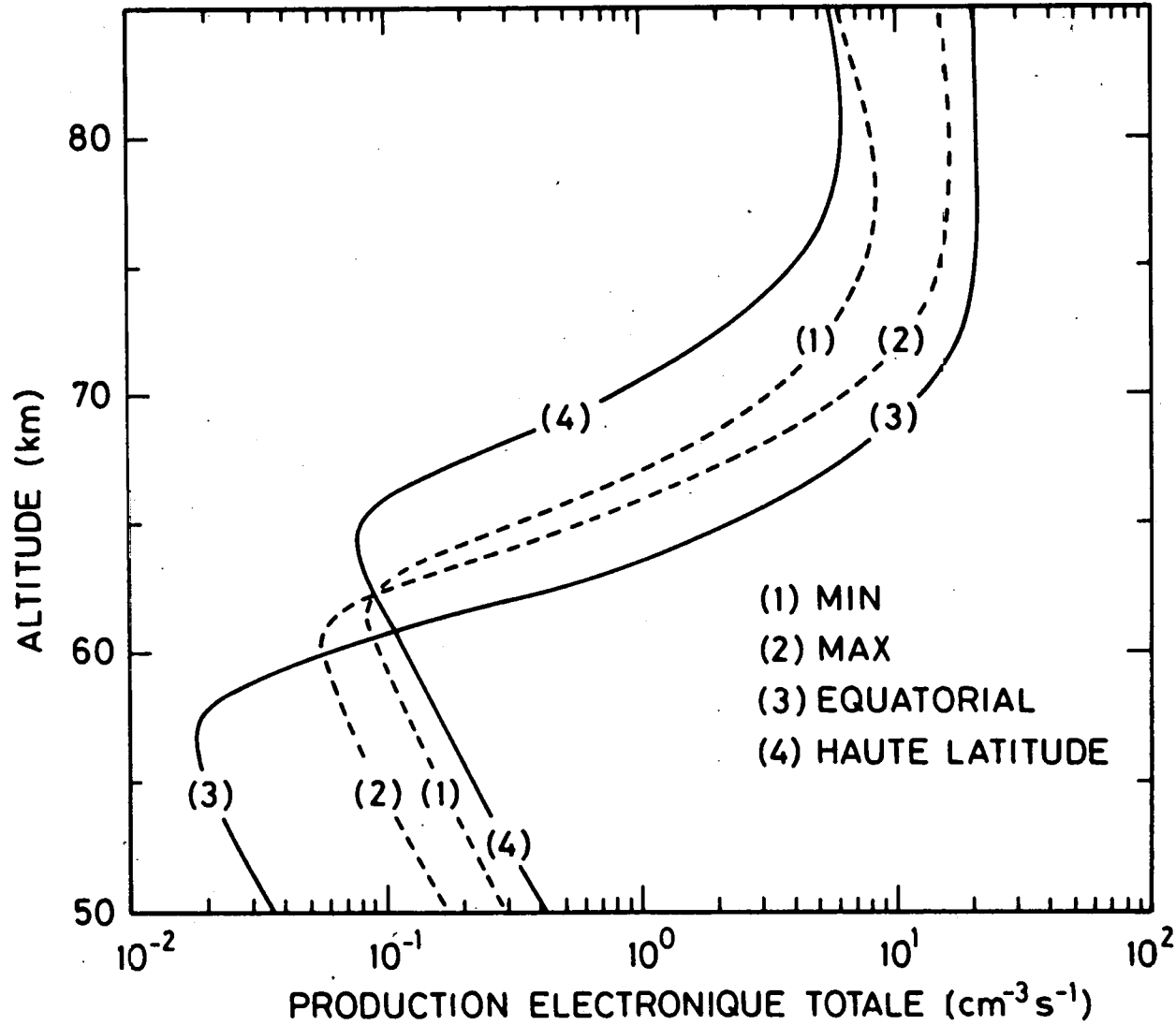


Fig. I.9.- Dépendance de la production électronique totale par rapport à l'activité solaire et à la latitude dans la région D.

L'ensemble du schéma réactionnel (FERGUSON, 1982) est repris à la figure (I.10). Avant de discuter ce schéma réactionnel rappelons que les mesures par spectrométrie de masse des concentrations en ions positifs aux altitudes supérieures à 70 km sont caractérisées par l'absence d'ions NO^+ X majoritaires. Ce fait est d'autant plus troublant que NO^+ est l'ion majoritairement produit à ces altitudes. Ainsi les modèles descriptifs de la chimie des ions positifs ont essayé d'apporter des mécanismes permettant le passage de la "chaîne NO^+ " vers la "chaîne H_3O^+ (H_2O)_n". Les mécanismes conduisant à la formation de H_3O^+ (H_2O)_n à partir de O_2^+ et de N_2^+ sont bien compris et très rapides, ils sont représentés à la partie supérieure du schéma réactionnel de la figure (I.10). En ce qui concerne la transformation de NO^+ plusieurs hypothèses ont été faites. NORTON et REID (1972) ont proposé une réaction de transfert de charge avec l'oxygène moléculaire dans un état excité O_2^*

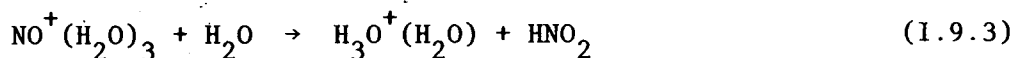


mais cette proposition est restée purement spéculative et aucune mesure expérimentale n'est venue confirmer cette hypothèse.

BURKE (1970) avait proposé la réaction



mais les mesures de laboratoire de FEHSENFELD et al. (1975) ont montré que la constante de réaction restait inférieure à $7 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ ce qui ne permet pas une conversion suffisamment efficace de $\text{NO}^+\text{H}_2\text{O}$ en H_3O^+ . L'idée d'une chaîne d'ions positifs hydratés partant de NO^+ et conduisant à $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})_3$ avec transfert rapide de cet ion par la réaction



est le schéma généralement admis à l'heure actuelle (FERGUSON, 1982). Il pose cependant un certain nombre de problèmes compte tenu de la faible énergie de liaison des ions intermédiaires formés et de la possibilité d'une rupture de la chaîne par

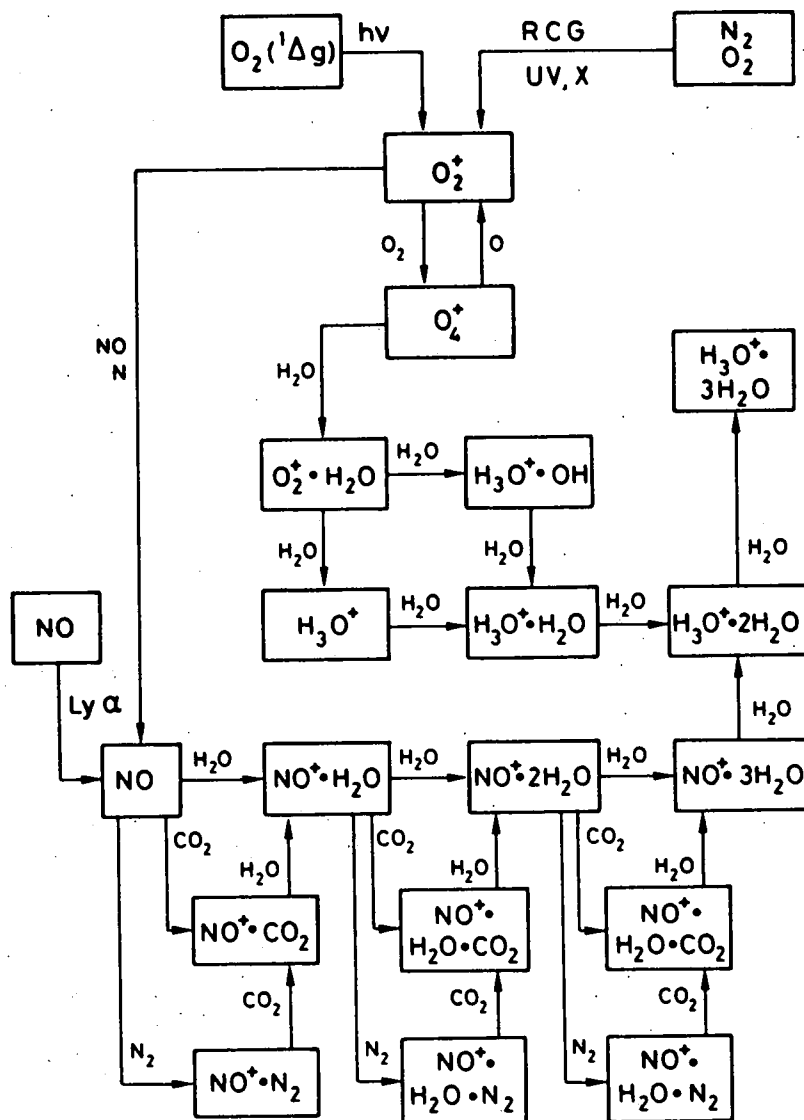
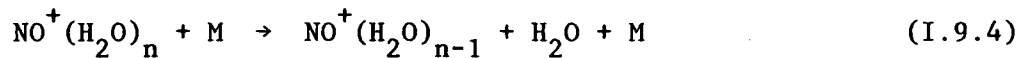
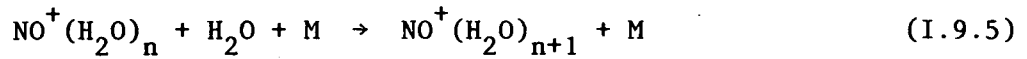


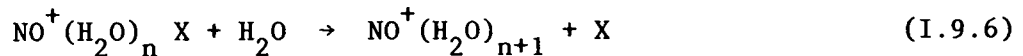
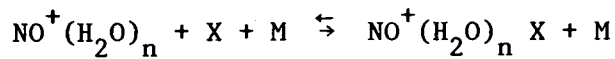
Fig. I.10.- Schéma réactionnel pour la chimie des ions positifs dans la région D (FERGUSON, 1982)



De plus la production directe par une réaction à trois constituants du type



présente des valeurs pour les constantes de réaction qui compte tenu de la concentration en H_2O , conduisent à des mécanismes relativement lents. Des réactions en "by-pass" sont dès lors venus compléter les schémas existants, ils consistent principalement en un ensemble de trois réactions.



Une transition du même type entre NO^+ et $\text{NO}^+ \text{H}_2\text{O}$ a été largement étudiée et mesurée, par exemple par DUNKIN et al. (1971) avec CO_2 et N_2 . Même si dans le schéma (I.9.6) les ions NO^+ s'agglomèrent moins facilement avec $\text{X} = \text{CO}_2$ ou N_2 , qu'avec H_2O , la plus grande abondance de X rend le mécanisme d'hydratation (I.9.6) plus efficace que l'hydratation directe entre NO^+ et H_2O . Le schéma réactionnel a cependant encore été complété par une dépendance des constantes de réaction par rapport à la température, par exemple par REID (1977) et CHAKRABARTY et al. (1978). Ce type de dépendance a été étendu à la chaîne des protons hydratés et des réactions du même type que (I.9.6) ont été proposées pour rendre compte du passage de $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_m$ à $\text{H}_3\text{O}^+(\text{H}_2\text{O})_{m+1}$. Les nouvelles constantes de réactions introduites pour tenir compte des effets éventuels d'une variation de température n'ont que très peu de fondements expérimentaux mais présentent cependant l'avantage de pouvoir rendre compte, du moins qualitativement, des variations observées (REID (1977)). A cet ensemble de réactions sont encore venu s'ajouter (SMITH et al. (1978)) des mécanismes de photodestruction des ions positifs



TABLEAU I.2 : Taux de réaction des ions positifs (ALBRITTON, 1978)
 (réactions à 2 corps en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$; réactions à 3 corps en $\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$).

$\text{N}_2^+ + \text{O}$	$\rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	1.4(-10)*
$\text{N}_2^+ + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	4.3(-11)
$\text{O}_2^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ \cdot \text{N}_2 + \text{N}_2$	8.0(-31)
$\text{O}_2^+ + \text{H}_2\text{O} + \text{N}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{N}_2$	2.8(-28)
$\text{O}_2^+ + \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	2.3(-28)
$\text{O}_2^+ + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	4.4(-10)
$\text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_4^+ + \text{O}_2$	2.5(-30)
$\text{O}_2^+ \cdot \text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{N}_2$	4.0(-9)
$\text{O}_2^+ \cdot \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	2.0(-11)
$\text{O}_2^+ \cdot \text{N}_2 + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_4^+ + \text{N}_2$	5.0(-11)
$\text{O}_4^+ + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{O}_2$	1.8(-9)
$\text{O}_4^+ + \text{O}$	$\rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_3$	3.0(-10)
$\text{O}_4^+ + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}_2 + \text{O}_2$	1.8(-13)
$\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{OH} + \text{O}_2$	2.4(-10)
$\text{O}_2^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH} + \text{O}_2$	1.4(-9)
$\text{H}_3\text{O}^+ + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	7.0(-28)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{OH} + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	2.0(-9)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.0(-27)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	2.0(-27)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	4.0(-15)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 4\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	1.0(-29)
$\text{H}_3\text{O}^+ \cdot 4\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	4.0(-15)
$\text{NO}^+ + \text{N}_2 + \text{N}_2$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{N}_2$	1.5(-30)
$\text{NO}^+ + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	1.3(-28)
$\text{NO}^+ + \text{CO}_2 + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{CO}_2 + \text{M}$	5.0(-29)
$\text{NO}^+ \cdot \text{CO}_2 + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{CO}_2$	1.0(-9)
$\text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{NO}$	7.0(-12)

TABLEAU I.2 : (suite)

$\text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{OH}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ + \text{NO}_2$	1.0(-10)
$\text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	9.0(-28)
$\text{NO}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	1.0(-27)
$\text{NO}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	1.5(-14)
$\text{NO}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{M}$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O} + \text{M}$	1.0(-12)
$\text{NO}^+ \cdot 3\text{H}_2\text{O} + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{H}_3\text{O}^+ \cdot 2\text{H}_2\text{O} + \text{HNO}_2$	7.5(-11)
$\text{NO}^+ \cdot \text{N}_2 + \text{CO}_2$	$\rightarrow \text{NO}^+ \cdot \text{CO}_2 + \text{N}_2$	1.0(-9) ⁽¹⁾

* 1.4(-10) correspond à 1.4×10^{-10}

(1) Ferguson (1974).

Dans beaucoup de cas les produits Z^+ de la réaction (I.9.7) ne sont pas identifiés. Devant cet ensemble largement indéterminé, nous avons choisi de ne prendre en considération que les réactions dont les constantes de réactions avaient été effectivement mesurées en laboratoire. Dans la région D vers 85 km, la température peut atteindre des valeurs aussi basses que 150 K, et les vitesses de réaction peuvent être affectées d'une manière qui n'est pas encore parfaitement déterminée (KOPP et HERRMANN, 1984). Ceci nous a conduit, à adopter les valeurs de ALBRITTON (1978) pour 34 réactions chimiques décrivant la formation des ions positifs à 300°K. Ces réactions, ainsi que leurs constantes de réactions sont reprises au tableau I.2. Nous y avons ajouté la seule réaction de photodestruction qui puisse paraître importante



Les valeurs des sections efficaces de SMITH et LEE (1978) nous ont conduit à une valeur du coefficient de photodestruction $J_{O_2^+ \cdot H_2O} = 0.42 \text{ sec}^{-1}$ (WISEMBERG et KOCKARTS, 1980).

I.10. La chimie des ions négatifs

L'électron formé par photoionisation peut s'attacher à une molécule d'oxygène pour donner naissance à l'ion négatif O_2^- par une réaction à 3 corps.



Un ensemble de réactions chimiques assez complexe va permettre à partir de O_2^- la formation d'autres ions négatifs. Le schéma réactionnel utilisé dans le présent travail est présenté à la figure (I.11). Les modèles développés pour la compréhension de la chimie des ions négatifs ont très vite évolués (FERGUSON, 1971; KAMIYAMA, 1972; THOMAS et al., 1973) depuis les modèles relativement simples de LELEVIER et BRAMSCOMP (1968), pour aboutir au schéma généralement admis (FERGUSON, 1974). Notre

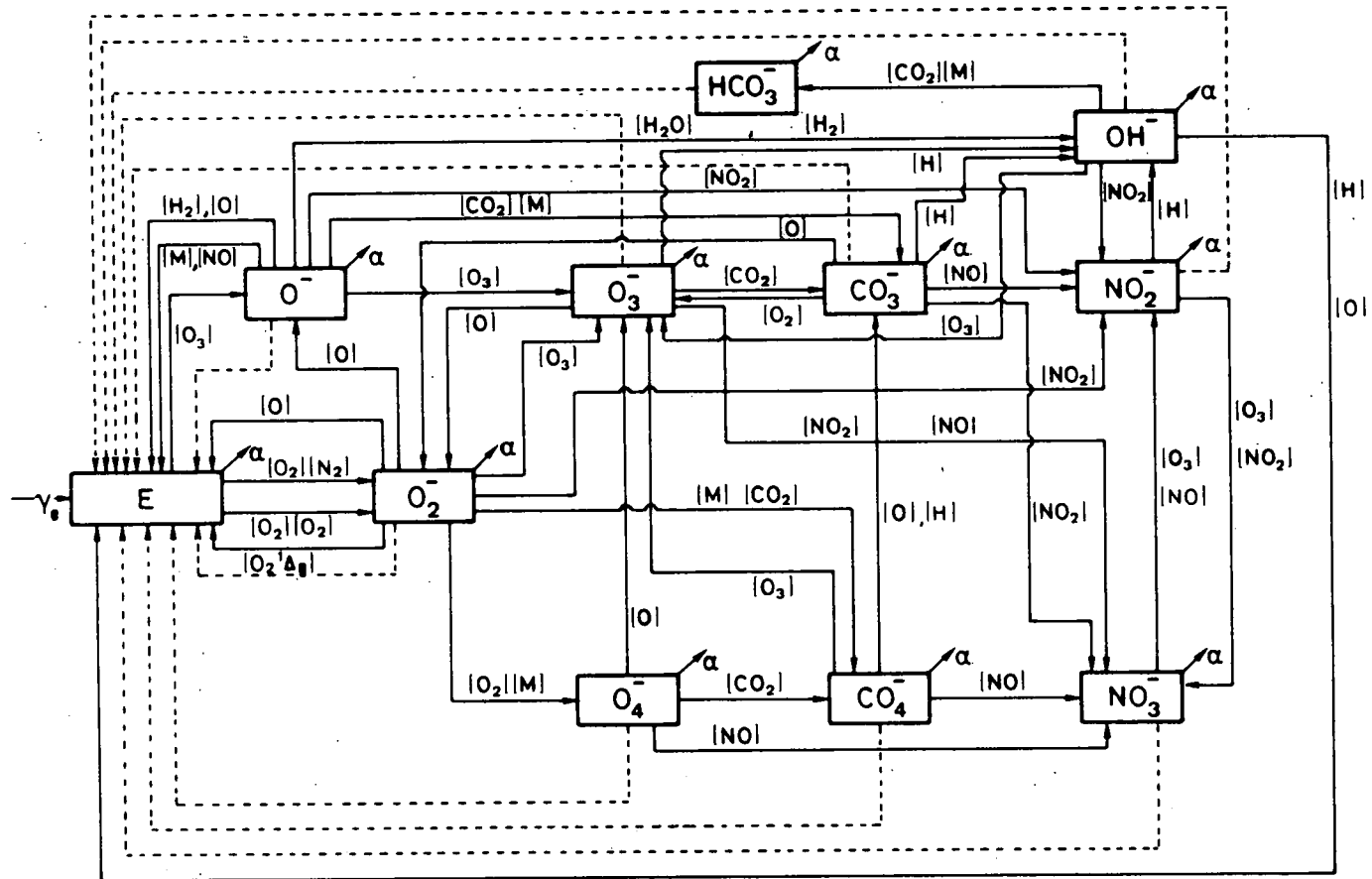
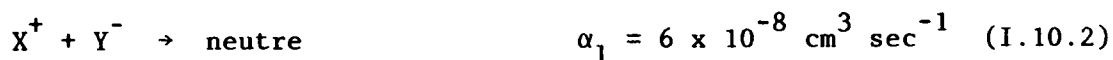


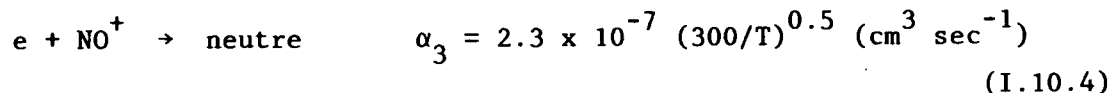
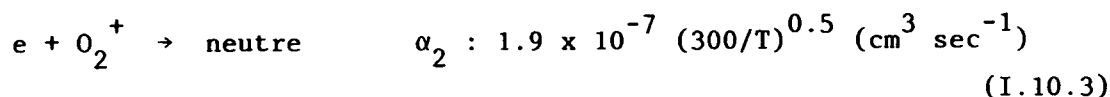
Fig. I.11.- Schéma réactionnel pour la chimie des ions négatifs et des électrons dans la région D. Le tireté correspond au processus de photo-destruction. Les flèches indiquent la recombinaison dissociative pour les électrons et la neutralisation mutuelle pour les ions négatifs

modèle est essentiellement identique à ce dernier schéma, les différences pouvant apparaître proviennent uniquement de l'utilisation de valeurs plus récentes des constantes de réactions. Notre modèle, comprend 44 réactions dont toutes les constantes ont été mesurées en laboratoire (ALBRITTON, 1978). Les 44 réactions sont reprises au tableau I.3. Ces réactions ont été complétées par 8 réactions de photodissociation ou de photodétachement dont les valeurs des coefficients ont été calculées (WISEMBERG et KOCKARTS, 1980), sur base des sections efficaces de SMITH et al. (1978) et de LEE et SMITH (1979) et des flux solaires de SMITH et GOTTLIEB (1974). Ces réactions sont reprises au tableau I.4 ainsi que les réactions conduisant à la formation des ions négatifs par attachement électronique dont les valeurs des constantes sont respectivement dues à TRUBY (1972), PHELPS (1969) et STELMAN et al. (1972).

Les réactions de recombinaison entre les ions négatifs et les ions positifs ont suivant SMITH et al. (1976) un coefficient de recombinaison



Les coefficients de recombinaison dissociative entre les ions positifs et les électrons sont donnés pour O_2^+ et NO^+ par MÜL et MCGOWAN (1979)



T étant la température en Kelvin.

Pour tous les autres ions positifs nous avons, en accord avec HUANG et al. (1978) adopté la valeur

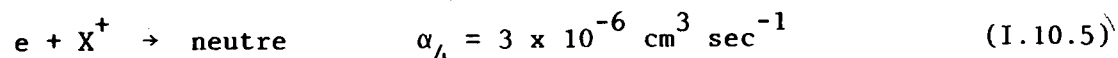


TABLEAU I.3 Taux de réaction des ions négatifs (ALBRITTON, 1978)
 (réactions à 2 corps en $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$; réactions à 3 corps en $\text{cm}^6 \text{s}^{-1}$)

$\text{O}_2^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{e} + \text{O}_3$	$1.5(-10)^*$
$\text{O}_2^- + \text{O}_2(^1\Delta\text{g})$	$\rightarrow \text{e} + \text{O}_2 + \text{O}_2$	$2.0(-10)$
$\text{O}_2^- + \text{CO}_2 + \text{M}$	$\rightarrow \text{CO}_4^- + \text{M}$	$4.7(-29)$
$\text{O}_2^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{O}_2$	$6.0(-10)$
$\text{O}_2^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{O}_2$	$7.0(-10)$
$\text{O}_2^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{O}^- + \text{O}_2$	$1.5(-10)$
$\text{O}_2^- + \text{O}_2 + \text{M}$	$\rightarrow \text{O}_4^- + \text{M}$	$3.4(-31)^{(1)}$
$\text{O}^- + \text{O}_2(^1\Delta\text{g})$	$\Delta \text{e} + \text{O}_3$	$3.0(-10)$
$\text{O}^- + \text{M}$	$\rightarrow \text{e} + \text{neutrals}$	$1.0(-12)$
$\text{O}^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{O}$	$8.0(-10)$
$\text{O}^- + \text{H}_2$	$\rightarrow \text{e} + \text{H}_2\text{O}$	$5.8(-10)$
$\text{O}^- + \text{H}_2$	$\rightarrow \text{OH}^- + \text{H}$	$6.0(-11)$
$\text{O}^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{e} + \text{O}_2$	$1.9(-10)$
$\text{O}^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{e} + \text{NO}_2$	$2.1(-10)$
$\text{O}^- + \text{CO}_2 + \text{M}$	$\rightarrow \text{CO}_3^- + \text{M}$	$2.0(-28)$
$\text{O}^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{O}$	$1.0(-9)$
$\text{O}^- + \text{H}_2\text{O}$	$\rightarrow \text{OH}^- + \text{OH}$	$6.0(-13)$
$\text{O}_4^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{O}_2$	$4.0(-10)$
$\text{O}_4^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{O}_2$	$2.5(-10)$
$\text{O}_4^- + \text{CO}_2$	$\rightarrow \text{CO}_4^- + \text{O}_2$	$4.3(-10)$
$\text{O}_3^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{O}_2^- + \text{O}_2$	$2.5(-10)$
$\text{O}_3^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{O}$	$2.6(-12)$
$\text{O}_3^- + \text{CO}_2$	$\rightarrow \text{CO}_3^- + \text{O}_2$	$5.5(-10)$
$\text{O}_3^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{O}_2$	$2.8(-10)$
$\text{O}_3^- + \text{H}$	$\rightarrow \text{OH}^- + \text{O}_2$	$8.4(-10)$

TABLEAU I.3 (suite)

$\text{CO}_4^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{CO}_2$	4.8(-11)
$\text{CO}_4^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{CO}_3^- + \text{O}_2$	1.4(-10)
$\text{CO}_4^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{CO}_2 + \text{O}_2$	1.3(-10)
$\text{CO}_4^- + \text{H}$	$\rightarrow \text{CO}_3^- + \text{OH}$	2.2(-10)
$\text{NO}_3^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{O}_2 + \text{O}_2$	1.0(-13)
$\text{NO}_3^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{NO}_2$	1.0(-12)
$\text{NO}_2^- + \text{H}$	$\rightarrow \text{OH}^- + \text{NO}$	3.0(-10)
$\text{NO}_2^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{O}_2$	1.2(-10)
$\text{NO}_2^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{NO}$	2.0(-13)
$\text{OH}^- + \text{H}$	$\rightarrow e + \text{H}_2\text{O}$	1.4(-9)
$\text{OH}^- + \text{O}_3$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{OH}$	9.0(-10)
$\text{OH}^- + \text{O}$	$\rightarrow e + \text{HO}_2$	2.0(-10)
$\text{OH}^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{OH}$	1.1(-9)
$\text{OH}^- + \text{CO}_2 + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{HCO}_3^- + \text{O}_2$	7.6(-28)
$\text{CO}_3^- + \text{O}$	$\rightarrow \text{O}_2^- + \text{CO}_2$	1.1(-10)
$\text{CO}_3^- + \text{NO}_2$	$\rightarrow \text{NO}_3^- + \text{CO}_2$	2.0(-10)
$\text{CO}_3^- + \text{NO}$	$\rightarrow \text{NO}_2^- + \text{CO}_2$	1.1(-11)
$\text{CO}_3^- + \text{O}_2$	$\rightarrow \text{O}_3^- + \text{CO}_2$	6.0(-15)
$\text{CO}_3^- + \text{H}$	$\rightarrow \text{OH}^- + \text{CO}_2$	1.7(-10)

* 1.5(-10) correspond à 1.5×10^{-10}

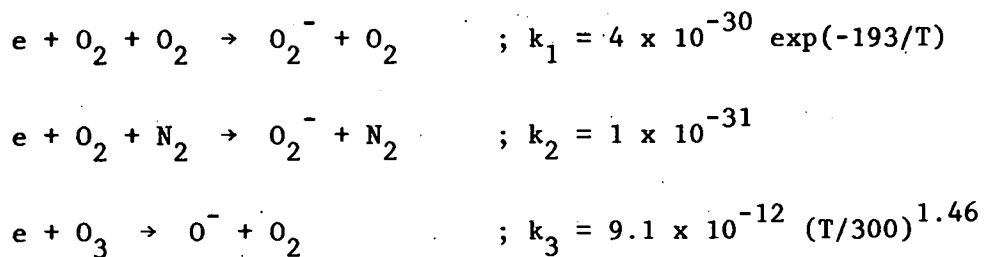
(1) mesuré avec M. = He

TABLEAU I.4 Réactions de photodestruction

$O^- + hv \rightarrow e + O$	$J_{O^-} = 1.4 \text{ sec}^{-1}$
$O_2^- + hv \rightarrow e + O_2$	$J_{O_2^-} = 0.38 \text{ sec}^{-1}$
$OH^- + hv \rightarrow e + OH$	$J_{OH^-} = 1.1 \text{ sec}^{-1}$
$NO_2^- + hv \rightarrow e + NO_2$	$J_{NO_2^-} = 8.0(-4) \text{ sec}^{-1}$
$CO_3^- + hv \rightarrow O^- + CO_2$	$J_{CO_3^-} = 0.15 \text{ sec}^{-1}$
$O_3^- + hv \rightarrow O^- + O_2$	$J_{O_3^-} = 0.47 \text{ sec}^{-1}$
(*) $CO_4^- + hv \rightarrow O_2^- + CO_2$	$J_{CO_4^-} = 6.2(-3) \text{ sec}^{-1}$
(*) $O_4^- + hv \rightarrow O_2^- + O_2$	$J_{O_4^-} = 0.24 \text{ sec}^{-1}$

(*) les produits de ces réactions sont supposés.

Formation des ions négatifs



L'évolution des modèles décrivant la chimie des ions négatifs est basée sur le progrès des mesures effectuées en laboratoire et représente essentiellement une chimie à 300 K. La dépendance en température de cette chimie n'est pratiquement pas connue, sauf pour quelques réactions. De plus les imprécisions sur les produits finaux des réactions de photodestruction sont de nature à modifier partiellement le schéma utilisé. Remarquons enfin que l'ensemble des 55 réactions reprises aux tableaux I.3 et I.4 ne conduisent pas à la formation d'ions hydratés. Les mesures de l'Institut d'Aéronomie Spatiale sur les ions stratosphériques laissent supposer (ARIJS et al. 1981) une chimie plus complexe. Suivant KEESEE et al. (1979) les ions négatifs dominants dans la mésosphère nocturne pourraient être $\text{NO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$, $\text{CO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$ et $\text{HCO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$ avec n pouvant aller jusqu'à 5. La formation de ces ions hydratés semble cependant fortement inhibée dans les conditions diurnes par les réactions de photodestruction. On admet (KOPP, 1978) qu'il faudrait compléter le schéma de la figure (I.11) par des réactions de type



Mais nous ne connaissons pratiquement rien de constantes de réactions de cette chimie. Il apparaît donc que le modèle que nous utilisons est compatible avec une chimie diurne. L'ensemble formé par les 10 ions négatifs et les 55 réactions chimiques est déjà suffisamment complexe pour y ajouter d'hypothétiques coefficients de réactions. Une bonne compréhension de ce "noyau central" à partir duquel une hydratation des ions est possible nous semble un préalable nécessaire à toutes études

ultérieures. Une comparaison des modèles avec les résultats expérimentaux "in situ" semble encore plus problématique pour les ions négatifs que pour les ions positifs. La situation actuelle est bien résumée par KOPP (1978). Les mesures in situ se font généralement par spectrométrie de masse. Les résultats des deux groupes qui ont effectué ces mesures dans la mésosphère divergent sensiblement. Ces deux groupes sont ceux du MAX PLANCK INSTITUT für KERN PHYSIK à HEIDELBERG en Allemagne (M.P.K) et ceux de l'AIR FORCE GEOPHYSICAL LABORATORY (A.F.G.L) aux USA. La divergence entre les résultats remonte aux premières mesures, ARNOLD et al. (1971) et NARCISI et al (1971). Le groupe du M.P.K. observait comme ion majoritaire les ions CO_3^- , HCO_3^- et Cl^- . Le groupe de l'A.F.G.L. observait des ions de masses plus importantes identifiés comme étant $\text{NO}_3^-(\text{H}_2\text{O})_n$, $n = 0$ à 5. Une discussion de ces résultats se trouve chez NARCISI (1973). Il faut également faire remarquer que les résultats obtenus sont fréquemment présentés en fonction du nombre de coups des détecteurs. Comme il n'existe pas nécessairement de relations linéaires entre le nombre de coups et la concentration ionique, ce type de présentation des résultats augmente la difficulté des comparaisons. KOPP (1978) souligne une autre différence entre les deux groupes. Une rapide décroissance de la concentration des ions négatifs en fonction de l'altitude est systématiquement observée par le M.P.K. à partir d'une certaine altitude critique. Cette altitude critique se trouve entre 70 et 78 km dans des conditions nocturnes et à une altitude inférieure à 70 km dans des conditions diurnes. Cette limite supérieure n'est pas observée par le groupe de l'AFGL qui mesure O_2^- jusqu'à 90-95 km et O^- jusqu'à 100 km. Les contradictions, même importantes, entre les résultats obtenus par ces deux groupes ne sont pas nécessairement imputables à l'appareillage utilisé. En effet, un examen même rapide du schéma réactionnel de la figure (I.11) fait apparaître une grande dépendance des réactions chimiques par rapport aux constituents neutres minoritaires, principalement O, NO, O_3 et $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. Au chapitre II nous étudierons l'influence d'une variation de la concentration des neutres minoritaires. Signalons dès à présent que les abondances relatives des ions peuvent être modifiées par de telles variations. Deux situations différentes au niveau des neutres minoritaires conduisent à des abondances différentes au niveau des espèces ionisées.

I.11 La région D à l'équilibre photochimique

Il faut maintenant calculer les concentrations des ions négatifs à partir des considérations développées aux paragraphes précédents. A ce stade nous n'étudierons pas l'influence des divers paramètres pouvant conditionner le comportement du modèle. Nous définissons simplement ce qui dans l'analyse du chapitre II sera considéré comme notre modèle de référence. Pour chaque constituant l'équation de continuité s'écrit en négligeant le transport

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = P - n_s L \quad (\text{I.11.1})$$

Expression dans laquelle n_s est la concentration (cm^{-3}), P l'ensemble des termes de production ($\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$), L la perte du constituant considéré (sec^{-1}). A l'équilibre photochimique, la concentration de l'espèce s est donnée par

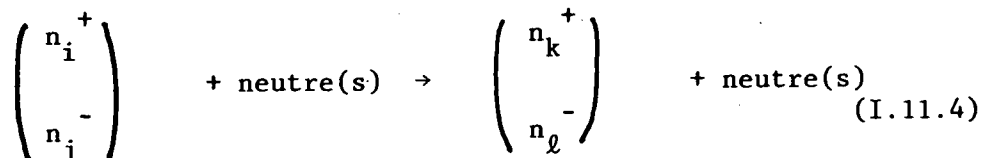
$$n_s = \frac{P}{L} \quad (\text{I.11.2})$$

Les termes P et L peuvent évidemment dépendre d'autres inconnues du système. Nous pouvons grossièrement décomposer l'ensemble des réactions en 3 sous-ensembles

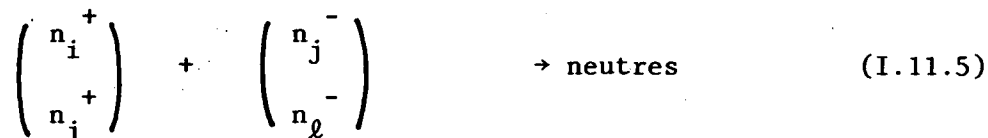
- * La production par photoionisation : (formation de paires ions positifs - électrons)



- * La chimie des charges négatives et la chimie des charges positives: dont la structure des réactions est toujours du type



* La neutralisation mutuelle et la recombinaison électron ion - positif



En utilisant le schéma des figures (I.10) et (I.11), il est possible de développer à partir de (I.11.1) un système d'équations algébriques linéaire pour décrire la chimie des ions négatifs et des électrons et un autre système linéaire pour décrire les ions positifs. Seul la neutralisation mutuelle va introduire un couplage entre les ions positifs et les ions négatifs qui au niveau de sa description mathématique conduira à des termes non linéaires. A ce stade, l'originalité du modèle consiste à pouvoir traiter simultanément l'ensemble des réactions, tant celles de la chimie des ions positifs que celles de la chimie des ions négatifs et des électrons. A notre connaissance aucun autre modèle publié n'offre cette possibilité. Pour effectuer ce travail nous procédons essentiellement par convergence, en imposant au système de respecter l'électroneutralité. Nous résolvons d'abord, compte tenu de la production, les deux systèmes algébriques linéaires correspondant à une chimie. La neutralisation mutuelle est imposée à partir d'une concentration totale de départ. Si l'on convient de noter $n(+)$, la concentration totale des ions positifs, $n(-)$ la concentration totale des ions négatifs, $n(e)$ la concentration électronique et $n(-,T)$ la concentration totale des espèces négatives nous aurons :

$$\begin{aligned} n(+) &= \sum_i n(+)_i \\ n(-) &= \sum_j n(-)_j \\ n(-,T) &= n(-) + n(e) \end{aligned} \quad (\text{I.11.6})$$

Si l'on introduit des concentrations relatives

$$\begin{aligned}\xi_i^+ &= n(+)_i/n(+), \\ \eta_j^- &= n(-)_j/n(-,T) \\ \eta_e^- &= n(e)/n(-,T)\end{aligned}\tag{I.11.7}$$

L'apport des termes de neutralisation mutuelle sera donné par

$$\sum_i n(+)_i \left(\sum_j \alpha_{ij} n(-)_j \right)\tag{I.11.8}$$

soit encore en tenant compte de (I.11.7)

$$n(+)_i n(-,T) \left(\sum_i \sum_j \alpha_{ij} \xi_i^+ \eta_j^- \right)\tag{I.11.9}$$

La condition d'électroneutralité impose

$$n(+)_i = n(-)_i + n(e)_i = n(-,T)_i\tag{I.11.10}$$

Or à chaque stade du calcul la condition (I.11.10) n'est pas nécessairement remplie. Nous nous servirons de cette condition pour forcer la convergence de la manière suivante. Soit m le nombre d'itérations, alors

$$(n(+))_{m+1} = (n(-)+n(e))_{m+1} = \frac{1}{2} (n(+)_m + n(-)_m + n(e)_m)\tag{I.11.11}$$

Ceci permet à chaque pas du calcul d'introduire une neutralisation effective pour l'ion négatif Y_j^-

$$(\alpha_{eff,j})_{m+1} = (n(+))_{m+1} \sum_i \alpha_{ij} (\xi_i^+)_m\tag{I.11.12}$$

et pour l'ion positif X_i^+

$$(\alpha_{\text{eff},i})_{m+1} = (n(e) + n(-))_{m+1} \sum_j \alpha_{ij} (\eta_j^-)_m$$

Le test sur la convergence est assuré à deux niveaux, d'abord sur la condition d'électroneutralité, ensuite, la première étant remplie, sur la convergence des concentrations relatives ξ_i^+ et η_j^- . Dans la pratique, il suffit, quelque soit l'altitude considérée, de 3 itérations pour assurer la convergence au pourcent près. Cette méthode a été utilisée pour pouvoir tenir compte d'éventuels effets de couplage entre les ions positifs et les charges négatives (ions et électrons). Elle permet également une approche consistante qui tient compte de toutes les réactions. Ceci aboutit au modèle de référence pour les ions négatifs et les électrons, présenté en fonction de l'altitude à la figure (I.12). Le rôle joué par les ions positifs est inclus dans ce modèle au travers des termes non linéaires de la neutralisation mutuelle. Ce modèle est caractérisé par une consistance interne du point de vue de l'électroneutralité. Le tableau I.5 fournit la production électronique totale γ ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), la concentration totale en ions négatifs n_- (cm^{-3}), la concentration totale en ions positifs n_+ (cm^{-3}), le rapport $\lambda = n_-/n_e$ ainsi que la température en fonction de l'altitude.

Le modèle de référence du tableau I.5 n'est pas destiné à fournir une représentation définitive de la région D. Les incertitudes actuelles sur les coefficients de réaction des espèces chargées ainsi que les variations géophysiques réelles des constituants neutres minoritaires auraient permis de construire plusieurs modèles représentant plus au moins bien les observations actuelles in situ des particules chargées. Tel n'est pas l'objectif de ce chapitre qui doit essentiellement fournir un outil de travail construit de manière consistante et réaliste dans le but d'analyser l'effet des ions négatifs sur la diffusion d'une onde électromagnétique.

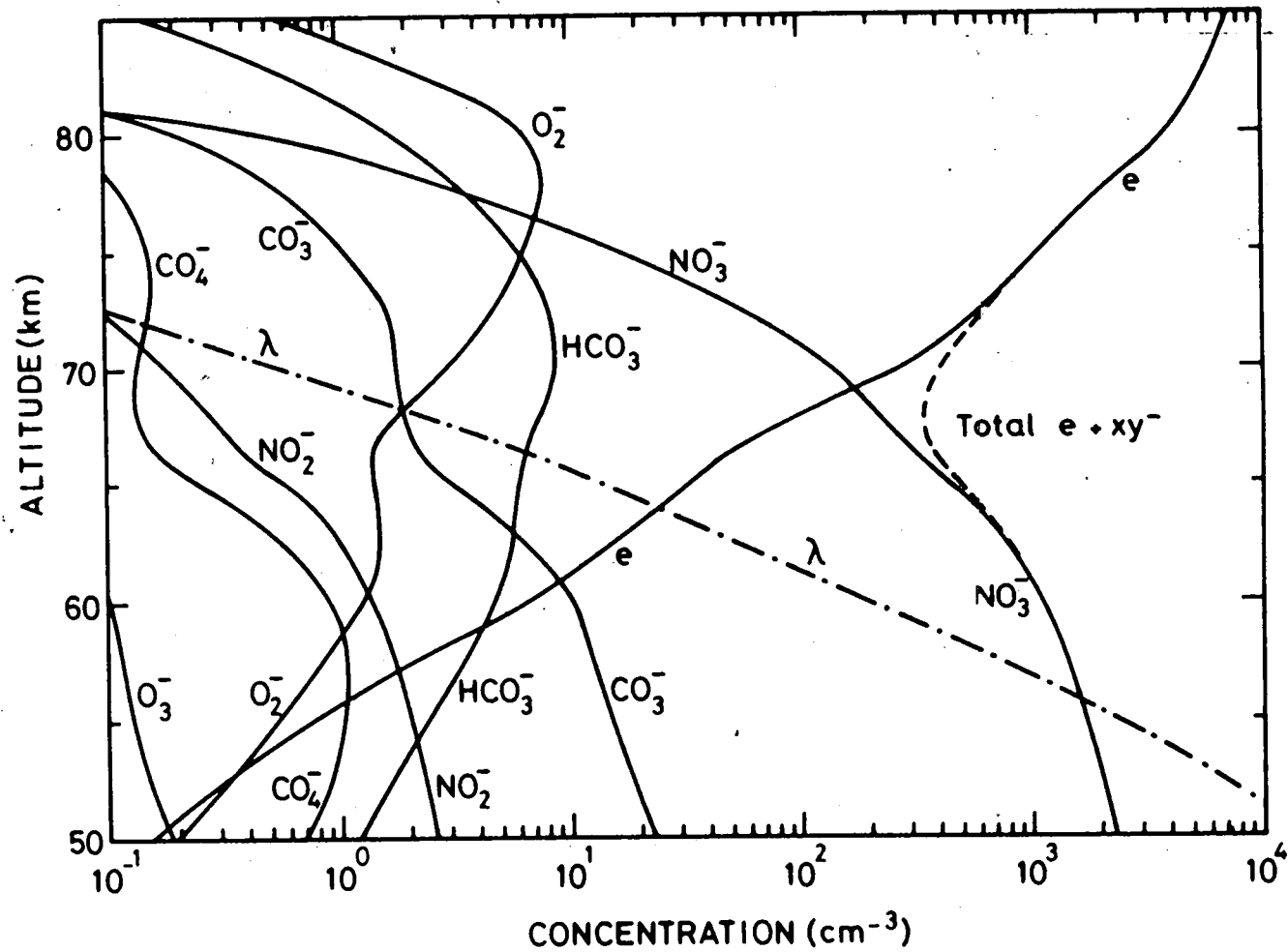


Fig. I.12.- Modèle de référence pour la concentration des ions négatifs et des électrons et pour la valeur du rapport $\lambda = n_-/n_e$. La concentration totale des charges négatives ($n_e + n_-$) est donnée en tireté.

TABLEAU I.5 : Le modèle de référence

$z(\text{km})$	$T(\text{K})$	$n_e(\text{cm}^{-3})$	$n_-(\text{cm}^{-3})$	$n_+(\text{cm}^{-3})$	$\lambda = n_-/n_e$	$\gamma(\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1})$
50	271	1.50(-1)*	2.30(3)	2.34(3)	1.53(4)	3.20(-1)
52	270	2.63(-1)	2.04(3)	2.04(3)	7.75(3)	2.50(-1)
54	263	5.02(-1)	1.80(3)	1.80(3)	3.58(3)	1.96(-1)
56	258	1.09(0)	1.59(3)	1.59(3)	1.46(3)	1.55(-1)
58	252	2.48(0)	1.37(3)	1.38(3)	5.53(2)	1.24(-1)
60	247	6.11(0)	1.14(3)	1.14(3)	1.76(2)	9.94(-2)
62	241	1.31(1)	8.57(2)	8.67(2)	6.54(1)	7.89(-2)
64	236	2.45(1)	5.64(2)	5.90(2)	2.30(1)	6.38(-2)
66	230	4.49(1)	3.48(2)	3.93(2)	7.74(0)	6.07(-2)
68	225	1.06(2)	2.36(2)	3.42(2)	2.23(0)	1.11(-1)
70	220	2.64(2)	1.50(2)	4.13(2)	5.67(-1)	3.23(-1)
72	214	5.24(2)	8.17(1)	6.06(2)	1.45(-1)	9.06(-1)
74	210	8.71(2)	4.06(1)	9.12(2)	4.66(-2)	2.01(0)
76	206	1.40(3)	2.23(1)	1.42(3)	1.59(-2)	4.16(0)
78	202	2.29(3)	1.43(1)	2.31(3)	6.24(-3)	7.09(0)
80	198	3.86(3)	8.96(0)	3.17(3)	2.32(-3)	1.11(1)
85	188	6.98(3)	5.63(-1)	6.98(3)	8.08(-5)	1.72(1)
90	186	9.45(3)	7.93(-2)	9.45(3)	8.39(-6)	2.61(1)

1.50(-1) correspond à 1.5×10^{-1}

CHAPITRE II

APPLICATION DE LA THEORIE DES GRAPHER A L'ETUDE DES IONS NEGATIFS

II.1. Introduction

Le modèle de référence que nous avons établi au chapitre précédent est caractérisé par un grand nombre de réactions dans lesquelles interviennent les ions positifs et négatifs. Il est cependant très difficile d'évaluer l'importance de chaque réaction sans effectuer un nombre prohibitif de résolutions du système en faisant varier des paramètres tels que la production ou la concentration de certains constituants minoritaires. Cette difficulté est essentiellement liée à la présence de réactions cycliques dans le schéma réactionnel positif et négatif.

Bien que les méthodes numériques classiques permettent parfaitement de résoudre le système d'équations décrit au chapitre précédent, elles présentent cependant un aspect de "boîte noire" qui cache le rôle joué par les nombreux paramètres du modèle. Nous montrons dans ce chapitre que l'utilisation de la théorie des graphes permet d'éviter l'aspect de "boîte noire" du système. Après avoir rappelé quelques notions élémentaires de la théorie des graphes, nous précisons la liaison entre les graphes et les réactions chimiques. Le contenu physique de ce type d'approche est expliqué par quelques exemples simplifiés et le modèle de référence du chapitre I est analysé par cette méthode.

II.2. Quelques définitions préalables

Les graphes sont utilisés pour l'étude des circuits électriques. Il est possible d'étendre ce domaine d'application à l'étude d'un système de réactions chimiques à l'équilibre photochimique, sans transport, pour autant que sa description se réduise à un système d'équations algébriques linéaire.

Les définitions ayant trait à la théorie des graphes en général font référence aux ouvrages de FAURE (1971) et de KAUFMANN-DESBAZEILLE (1966). Pour les définitions qui plus spécifiquement se rapportent aux graphes de transfert (flow graphs) nous nous référerons aux ouvrages de HENLEY et WILLIAMS (1973) et de CHEN (1971).

Il faut entendre par graphe G un ensemble d'éléments

$$X = \{x_1, x_2 \dots x_n\} \quad (\text{II.2.1})$$

muni d'une loi Γ faisant correspondre à chaque élément x_i appartenant à X, zéro, un ou m éléments x_j appartenant à X.

Le graphe, entièrement défini par X et Γ sera noté

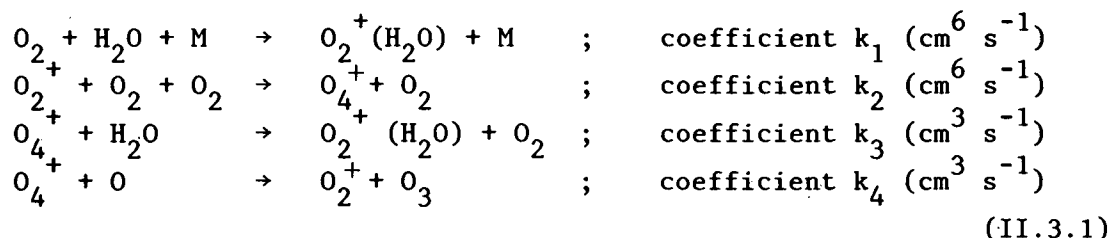
$$G = (X, \Gamma) \quad (\text{II.2.2})$$

- Un sommet est un élément x_i de X
- Un arc est un couple orienté (x_i, x_j)
- un chemin est une succession d'arcs adjacents permettant de passer d'un sommet à un autre distinct du premier
- Un circuit est un chemin où le sommet initial est confondu avec le sommet final
- Une boucle est un circuit ayant un seul sommet qui est à la fois sommet initial et sommet final
- La longueur d'un chemin ou d'un circuit est le nombre d'arcs que comprend ce chemin ou ce circuit
- Un graphe est valué si à tout arc (x_i, x_j) on associe une valeur numérique.

II.3. Réactions chimiques et graphes

Il est fréquent, en aéronomie, de représenter des réactions chimiques par des schémas qui s'apparentent aux graphes. Cependant, il est utile de bien préciser les relations qui existent entre les définitions

du paragraphe II.2 et le type de réactions chimiques que nous étudions. Afin d'illustrer ces relations nous avons choisi comme exemple un ensemble de quatre réactions intervenant dans la formation des ions positifs, c'est-à-dire



Les éléments du graphe associé à (II.3.1) sont les ions positifs

$$X = \{ O_2^+, O_4^+, O_2^+(H_2O) \} \tag{II.3.2}$$

La loi qui fait correspondre les éléments entre eux est l'ensemble des réactions chimiques du système faisant correspondre les ions entre eux. Le graphe représentatif du système (II.3.1) est donné à la figure (II.1) ainsi que l'ensemble des arcs, des chemins, et des circuits. Pour pouvoir traiter l'ensemble des réactions (II.3.1) il nous faut ajouter un sommet fictif "IN" servant d'entrée au système. Dans notre cas ce sommet symbolise la production par photoionisation présente à l'entrée du système. La correspondance entre graphe et système de réactions chimiques est résumée par

arc	→	une (des) réaction(s) chimique(s)
chemin	→	une succession de réactions chimiques

La production d'un élément j à partir d'un élément i pouvant se faire par plusieurs réactions chimiques distinctes, un arc peut dès lors correspondre à plusieurs réactions chimiques. Nous dirons alors que cette transition $i \rightarrow j$ est multiple. Remarquons enfin que l'existence d'un arc $i \rightarrow j$ n'implique nullement l'existence d'un arc $j \rightarrow i$.

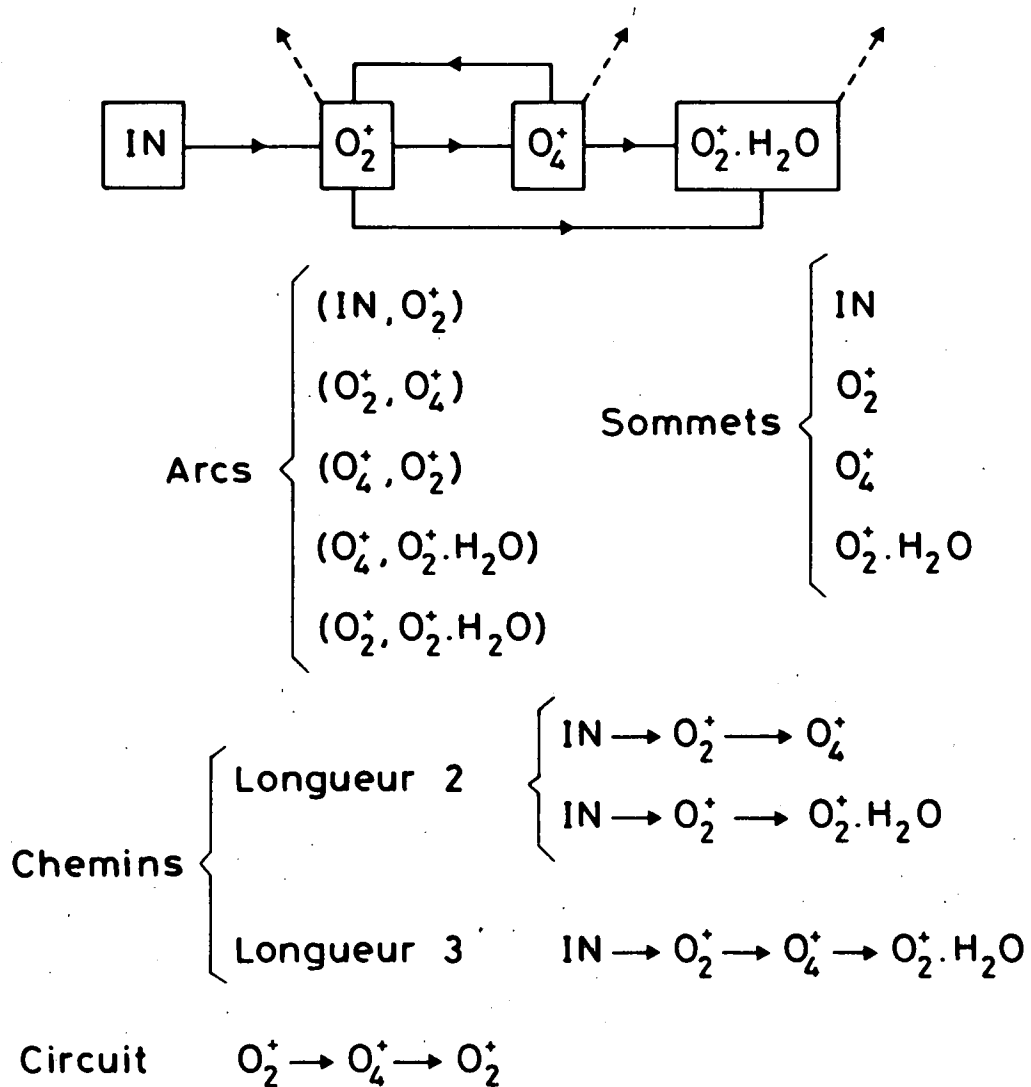


Fig. II.1.- Exemple d'un graphe et illustration des définitions.

II.4. Description matricielle d'un graphe

Dans tout système photochimique, la production P_j ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) de chaque ion de type j peut s'écrire

$$P_j = \sum_i R_{ij} n_i + \gamma_j \quad (\text{II.4.1})$$

où γ_j est la production externe (photoionisation) et $\sum_i R_{ij} n_i$ est la production interne de l'ion j à partir de l'ensemble des autres ions i de concentration n_i . Les coefficients R_{ij} (s^{-1}) sont liés aux coefficients des r réactions $k_{ij}^{(r)}$ transformant l'ion i en un ion j par la relation

$$R_{ij} = \sum_r k_{ij}^{(r)} n(A_r) n(B_r) \quad (\text{II.4.2})$$

où $n(A_r)$ et $n(B_r)$ sont les concentrations des constituants neutres intervenant dans les diverses réactions. Ces concentrations sont supposées connues par l'adoption d'un modèle de l'atmosphère neutre. Dans le cas des réactions à 2 corps, il suffit de convenir qu'une des deux concentrations $n(A_r)$ ou $n(B_r)$ vaut l'unité pour que l'expression (II.4.2) soit valable aussi bien pour les réactions à 2 corps que pour les réactions à 3 corps.

A l'équilibre photochimique, la production de chaque ion est exactement compensée par sa perte. Dès lors, on peut écrire

$$P_j = n_j L_j \quad (\text{II.4.3})$$

où L_j (s^{-1}) représente le coefficient de perte qui en toute généralité dépend des concentrations inconnues des autres ions présents dans le système. Cette dépendance éventuelle sera étudiée ultérieurement. En utilisant (II.4.3) la relation (II.4.1) s'écrit

$$n_j = (\sum_i R_{ij} n_i) / L_j + (\gamma_j / L_j) \quad (\text{II.4.4})$$

Dans l'exemple de la figure (II.1), seul l'ion O_2^+ fait l'objet d'une production externe $\gamma(O_2)$. En appliquant les relations (II.4.4) et (II.4.2) avec les coefficients de réactions donnés en (II.3.1) on obtient immédiatement les expressions suivantes pour les concentrations :

$$\begin{aligned} n(O_2^+) &= \gamma(O_2^+) / L(O_2^+) + [k_4 n(O) / L(O_2^+)] n(O_4^+) \\ n(O_4^+) &= [k_2 n^2(O_2) / L(O_4^+)] n(O_2^+) \\ n(O_2^+ \cdot H_2O) &= [k_1 n(H_2O) n(M) / L(O_2^+ \cdot H_2O)] n(O_2^+) \\ &\quad + [k_3 n(H_2O) / L(O_2^+ \cdot H_2O)] n(O_4^+) \end{aligned} \quad (\text{II.4.5})$$

L'examen des relations (II.4.5) montre qu'une manière de valuer les arcs de la figure (II.1) est donnée par R_{ij} / L_j , tandis que l'arc d'entrée $IN \rightarrow O_2^+$ doit être valué par $1 \text{ s}^{-1} / L(O_2^+)$. Pour valuer les arcs convergents vers un même sommet et les différents chemins, il faut adopter les conventions formelles de calcul montrées sur la figure (II.2.) L'utilisation de ces conventions assure une correspondance entre le système d'équations algébriques et le graphe associé.

Nous pouvons encore donner une meilleure signification physique de la valeur des arcs en utilisant uniquement des productions comme inconnues. Ainsi, en remplaçant les concentrations n_i dans (II.4.1) par P_i / L_i , on obtient

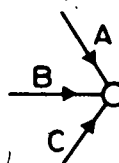
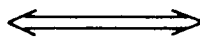
$$P_j = \sum_i (R_{ij} / L_i) P_i + \gamma_j \quad (\text{II.4.6})$$

Chaque arc est maintenant valué par R_{ij} / L_i et l'arc d'entrée prend la valeur 1. Les valeurs R_{ij} / L_i de chaque arc ont une interprétation

CONVENTIONS DE CALCUL

Arcs convergents

$A + B + C$



Chemin

$A \cdot B \cdot C$

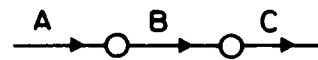
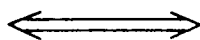


Fig. II.2.- Les conventions de calcul associées à l'utilisation des règles de Mason.

physique claire : la valeur R_{ij}/L_i d'un arc $i \rightarrow j$ donne la perte relative de l'ion de type i . En effet, R_{ij} fournit la perte par seconde de l'ion i au cours de la transition $i \rightarrow j$ et L_i représente la perte totale par seconde de l'ion de type i . Les conventions formelles de calcul restent identiques à celle de la figure (II.2) et R_{ij} est toujours donné par l'expression (II.4.2).

En utilisant les valeurs relatives R_{ij}/L_i de la perte de chaque ion i , nous pouvons associer une matrice V au graphe du système chimique. Les éléments V_{ij} de cette matrice sont donnés par

$$\begin{aligned} V_{ij} &= R_{ij}/L_i && \text{s'il y a des réactions transformant } i \text{ en } j \\ &= 0 && \text{s'il n'y en a pas} \end{aligned} \quad (\text{II.4.7})$$

A titre d'exemple, la matrice V associée au graphe de la figure (II.1) est représentée à la figure (II.3) ainsi que les matrices V^2 et V^3 . En toute généralité, on peut définir une matrice V^n telle que

$$V^n = V^{n-1} \times V \quad (\text{II.4.8})$$

Si un élément V_{ij}^n est différent de zéro il existe au moins un chemin de longueur n entre le sommet i et le sommet j . Pour un graphe ayant n sommets et ne possédant ni boucles, ni circuits, il ne peut pas y avoir de chemin ayant une longueur supérieure à $n-1$. Dans ces conditions on aura $V^n = 0$. Par contre, pour les réactions chimiques, il y a très souvent des circuits (voir figure II.1) et la matrice V^n ne sera plus identiquement nulle pour un graphe ayant n sommets. En effet, l'existence de circuits autorise à passer plusieurs fois par un même sommet. Il faut dès lors savoir si $\lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{m=1}^n V^m$ est une matrice dont les éléments sont finis. Comme les valeurs des arcs de la figure (II.3) sont toujours inférieures à l'unité, la forme de V^2 et de V^n en général assure la convergence requise. Ce fait justifie notre choix de valeur les arcs par R_{ij}/L_i (voir II.4.6) plus tôt que par R_{ij}/L_j (voir II.4.4).

	IN	O_2^+	O_4^+	$O_2^+ \cdot H_2O$
V	IN	0	1	0
	O_2	0	0	R_{23}/L_2
	O_4	0	R_{32}/L_3	0
	$O_2^+ \cdot H_2O$	0	0	0
$V^2 = V \times V$		0	0	R_{23}/L_2
		0	$(R_{23}R_{32})/(L_2L_3)$	0
		0	0	$(R_{23}R_{32})/L_2L_3$
		0	0	0
$V^3 = V^2 \times V$		0	$(R_{23}R_{32})/(L_2L_3)$	0
		0	0	$(R_{23}R_{32}R_{24})/(L_2^2L_3)$
		0	$(R_{23}R_{32}^2)/(L_2L_3^2)$	0
		0	0	$(R_{23}R_{32}R_{34})/(L_2L_3^2)$
		0	0	0

MATRICE ASSOCIEE AU GRAPHE

Fig. II.3.- Matrice permettant de valuer le graphe de la fig. (II.1). Valeurs des premières puissances de cette matrice

En appelant transmittance la matrice

$$T = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{m=1}^n V^m \quad (\text{II.4.9})$$

on peut montrer (HENLEY et WILLIAMS, 1973) que la solution du système (II.4.6) est donnée par

$$P_j = \sum_{i=1}^n T_{ij} \times \gamma_i \quad (\text{II.4.10})$$

Si la production externe se fait par un seul sommet d'entrée IN, l'expression (II.4.10) se réduit à

$$P_j = T_{INj} \times \gamma_{IJ} \quad (\text{II.4.11})$$

La concentration de l'ion j est alors immédiatement fournie par la relation $n_j = P_j/L_j$ exprimant l'équilibre photochimique. La solution du système de réactions chimiques s'obtient ainsi par le calcul de la matrice de transmittance. Si ce calcul est fait à partir de la matrice V associée au graphe, il peut y avoir des problèmes de convergence numérique, essentiellement à cause des circuits qui obligent parfois de calculer les puissances de V jusqu'à des ordres assez élevés. Ce problème numérique n'existe pas pour des graphes sans boucle ni circuit. Les règles de MASON (1956) décrites au paragraphe suivant fournissent une solution élégante à ce problème numérique.

II.5 Les règles de Mason

Il est utile de pouvoir calculer directement les éléments de la matrice de transmittance sans effectuer de nombreux produits matriciels mais tout en gardant une information sur le rôle joué par chacun des chemins du graphe. Pour une transition d'un sommet i vers un sommet j réalisable par m chemins, il faudrait obtenir l'élément T_{ij} de la matrice de transmittance sous la forme

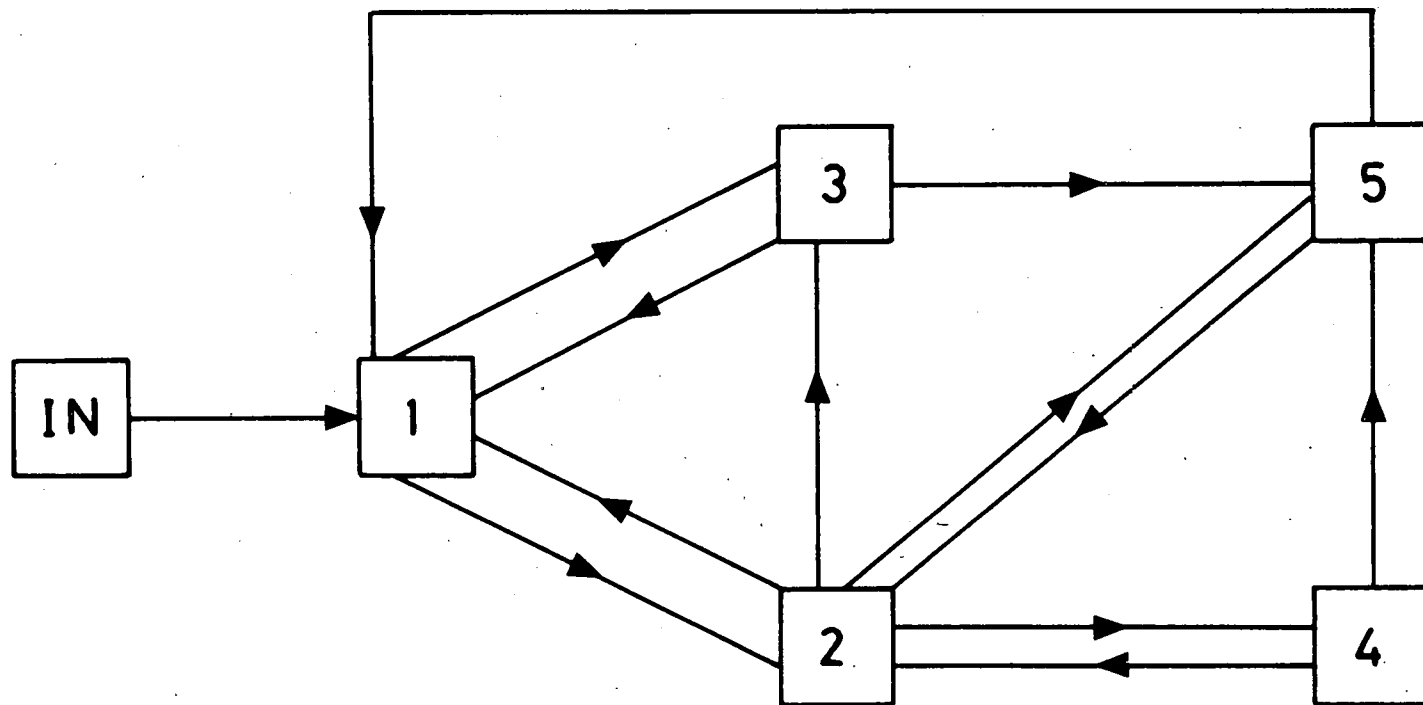


Fig. II.4.- Graphe utilisé pour illustrer les règles de Mason.

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^m a_k \times ch_k \quad (\text{II.5.1})$$

où ch_k est la valeur du chemin k et a_k représente l'effet des circuits.

Dans le cadre d'une étude de circuits électriques, MASON (1956) a établi une série de règles permettant de calculer la transmittance sous la forme

$$T_{ij} = \sum_{k=1}^m g_k \Delta_k / \Delta \quad (\text{II.5.2})$$

Dans cette expression g_k est la valeur du $k^{\text{ième}}$ chemin joignant le sommet i au sommet j . Δ est donné par

$$\Delta = 1 - A + B - C + D - \dots \quad (\text{II.5.3})$$

où A est la somme des valeurs de tous les circuits du graphe. B est la somme des produits des valeurs des circuits pris deux à deux, mais n'ayant pas de sommet commun. C est la somme des produits des valeurs des circuits pris trois à trois, mais n'ayant pas de sommet commun. D et les éventuels termes suivants se calculent comme B et C mais en considérant les circuits quatre à quatre puis cinq à cinq ...etc. En vertu de la convention de calcul de la figure (II.2), la valeur d'un circuit est égale au produit des valeurs de chaque arc du circuit. Ces valeurs ont été définies par l'expression (II.4.6). Δ_k se calcule comme Δ , mais en annulant les valeurs des circuits qui touchent le chemin k .

Pour illustrer l'application des règles de Mason, nous considérons le graphe de la figure (II.4) où les sommets 1, 2, 3, 4 et 5 pourraient représenter respectivement l'électron, O_2^- , O^- , O_4^- et O_3^- . Le tableau (II.1) fournit les chemins classés par longueur croissante ainsi que tous les circuits de ce graphe. La recherche des chemins et des circuits de graphes représentant la chimie de la région D peut être faite par ordinateur suivant la méthode décrite dans II.6. L'examen du tableau

TABLEAU II.1 Circuits et chemins du graphe de la figure II.4

i	Circuits (C_i)	k	Chemins
1	1 → 2 → 1	1	IN → 1
2	1 → 3 → 1	2	IN → 1 → 2
3	2 → 3 → 2	3	IN → 1 → 3
4	2 → 5 → 2	4	IN → 1 → 2 → 3
5	1 → 3 → 5 → 1	5	IN → 1 → 2 → 4
6	1 → 2 → 3 → 1	6	IN → 1 → 2 → 5
7	1 → 2 → 5 → 1	7	IN → 1 → 3 → 4
8	2 → 4 → 5 → 2	8	IN → 1 → 2 → 3 → 5
9	2 → 3 → 5 → 2	9	IN → 1 → 2 → 4 → 5
10	1 → 2 → 4 → 5 → 1	10	IN → 1 → 3 → 5 → 2 → 4
11	1 → 2 → 3 → 5 → 1		

(II.1) montre qu'il y a 11 circuits dont seulement 3 peuvent être pris 2 à 2 sans ce toucher, c'est-à-dire C_2 et C_3 , C_2 et C_5 , C_3 et C_5 . Il n'y a pas de circuits pris n à n et ne se touchant pas, pour $n > 2$. Dès lors, seuls A et B doivent être calculés dans (II.5.3). Ainsi, dans l'exemple de la figure II.4, l'expression (II.5.3) s'écrit

$$\Delta = 1 - \left(\sum_{i=1}^{11} C_i \right) + (C_2 C_3 + C_2 C_5 + C_3 C_5) \quad (\text{II.5.4})$$

où les C_i sont les valeurs des circuits exprimées par le produit des valeurs de chaque arc du circuit. Un calcul algébrique long et fastidieux montre que Δ est proportionnel au déterminant de la matrice associée au système d'équations algébriques (II.4.6) (HENLEY et WILLIAMS, 1973, appendice C).

Pour trouver les valeurs de Δ_k , il suffit d'examiner les sommets des 10 chemins du tableau II.1. Ensuite, pour chaque chemin, on annule toutes les valeurs des circuits C_i qui ont au moins un sommet commun avec les sommets du chemin k . Avec les valeurs non nulles, on fait un calcul identique à celui de Δ .

Les g_k sont simplement les valeurs des 10 chemins du tableau (II.1) pour lesquels l'arc $IN \rightarrow 1$ à la valeur 1 et les valeurs des autres arcs $i \rightarrow j$ sont donnés par R_{ij}/L_i (voir II.4.6). En vertu des règles de calcul de la figure (II.2), la valeur de g_k pour le chemin k sera le produit des valeurs des arcs qui composent ce chemin.

Les expressions de g_k et Δ_k pour le graphe de la figure (II.4) sont données au tableau (II.2) où les C_i sont les valeurs des circuits i au tableau (II.1). Il faut remarquer dans les tableau II.2 que les circuits qui interviennent dans Δ_2 et Δ_3 ont tous au moins un sommet commun. Dès lors, dans l'expression de Δ_k n'interviennent pas de produits résultant des termes B, C, D ... de l'expression générale (II.5.3). Ceci est évidemment une caractéristique de l'exemple choisi et ne peut être généralisé aux systèmes des réactions chimiques du chapitre I.

TABLEAU II.2 Expressions de Δ_k et g_k pour le graphe de la figure (II.4)

k	Δ_k	g_k
1	1	1
2	$1 - C_3 - C_4 - C_8 - C_9$	R_{12}/L_1
3	$1 - C_3 - C_4 - C_8$	R_{13}/L_1
4	1	$(R_{12}R_{23})/(L_1L_2)$
5	1	$(R_{12}R_{24})/(L_1L_4)$
6	1	$(R_{12}R_{25})/(L_1L_2)$
7	$1 - C_3$	$(R_{13}R_{35})/(L_1L_3)$
8	1	$(R_{12}R_{23}R_{35})/(L_1L_2L_3)$
9	1	$(R_{12}R_{24}R_{45})/(L_1L_2L_4)$
10	1	$(R_{13}R_{35}R_{52}R_{24})/(L_1L_3L_5L_2)$

Il est maintenant aisé de calculer tous les éléments de la matrice de transmittance (II.5.2) en considérant un seul sommet d'entrée IN. L'utilisation de (II.4.11) donne immédiatement la production ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) de chaque ion à partir d'une production à l'entrée γ_{IN} . Dans le cas où l'on souhaite calculer la concentration d'un ion, j, il suffit d'appliquer la conditions de l'équilibre photochimique qui transforme (II.4.11) en

$$n_j = T_{\text{IN}j} \times \gamma_{\text{IN}} / L_j \quad (\text{II.5.5})$$

A titre d'exemple, le sommet 5 est produit par 4 chemins (voir tableau II.1). Dès lors, l'élément $T_{\text{IN}5}$ de la matrice de transmittance s'écrit en tenant compte du tableau II.2

$$T_{\text{IN}5} = [g_6 + g_7 (1 - C_3) + g_8 + g_9] / \Delta \quad (\text{II.5.6})$$

où Δ est donné par (II.5.4), les différents g_k étant indiqués au tableau (II.2). La production de l'ion 5 est

$$P_5 = T_{\text{IN}5} \times \gamma_{\text{IN}} \quad (\text{II.5.7})$$

et sa concentration s'obtient par

$$n_5 = P_5 / L_5 \quad (\text{II.5.8})$$

En toute généralité, l'utilisation des règles de Mason appliquées à la chimie des ions de la région D fournit les informations suivantes :

1. Les éléments $T_{\text{IN}j}$ de la matrice de transmittance indiquent comment la production à l'entrée du système se transmet vers la production interne P_j de l'ion j.

2. Les rapports Δ_k / Δ qui sont toujours ≥ 1 indiquent l'importance de tous les circuits de recyclage sur le chemin k. Ils mesurent l'amplification d'un chemin par les circuits. En l'absence de tout circuit Δ_k / Δ

= 1 pour tous les chemins k et la production se fait directement le long du chemin k .

3. Les coefficients g_k , appelés gains du chemin k , fournissent l'importance relative des k chemins conduisant à un type d'ion à partir de l'entrée IN.

Toutes ces propriétés sont valables non seulement à partir d'un sommet d'entrée IN mais également à partir de n'importe quel sommet du graphe. Les méthodes classiques de résolution des systèmes d'équations de l'équilibre photochimique ne fournissent pas ces informations. En conséquence, la représentation sous forme de graphes permet d'éclaircir l'aspect de "boîte noire" de l'ensemble des réactions ioniques de la région D.

II.6. Recherche des chemins et des circuits

L'application des règles de Mason nécessite la connaissance des chemins et des circuits du graphe associé au système étudié. La recherche des chemins est préalable à toute résolution numérique du système. Elle ne dépend pas des valeurs associées aux arcs, mais uniquement de la structure de l'ensemble des réactions chimiques étudiées. La recherche des chemins se fait par l'intermédiaire d'une matrice booléenne M associée à la matrice V définie en (II.4.7).

$$\begin{aligned}
 M_{ij} &= 1 && \text{si } V_{ij} \neq 0 \\
 M_{ij} &= 0 && \text{si } V_{ij} = 0
 \end{aligned}
 \tag{II.6.1}$$

Les lignes et les colonnes de cette matrice contiennent les informations nécessaires à la recherche des chemins. Les éléments non nuls de la $i^{\text{ème}}$ ligne indiquent les sommets que l'on peut atteindre, à partir du sommet i par une réaction chimique (chemin de longueur 1). Les m sommets ainsi obtenus sont les descendants directs du sommet i .

Les éléments non nuls de la jème colonne indiquent les sommets à partir desquels on produit le constituant j par une réaction chimique. (chemin de longueur 1). Les n sommets ainsi obtenus sont les ascendants directs du sommet j. Le tableau (II.3) résume ces définitions dans le cas de notre exemple de la Figure (II.4).

La recherche des chemins joignant un sommet quelconque i à un autre sommet quelconque j se fait de la manière suivante. On convient arbitrairement de considérer i comme une entrée (IN) et j comme une sortie (OUT)

$$\begin{array}{l} i \rightarrow \text{IN} \\ \\ j \rightarrow \text{OUT} \end{array} \quad (\text{II.6.2})$$

Grâce à la matrice M nous allons générer les chemins de manière réursive à partir du sommet final OUT. L'analyse de la colonne qui correspond au sommet OUT donne tous les sommets ascendants directs de OUT. S'il y a n sommets ascendants on peut générer n embryons de chemins.

$$\begin{array}{l} \text{OUT} \quad l_1 \\ \text{OUT} \quad l_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \text{OUT} \quad l_n \end{array} \quad (\text{II.6.3})$$

expression dans laquelle les l_i ($i = 1, n$) parcourent les n numéros des sommets ascendants directs de OUT. Nous vérifions ensuite si un des l_i n'est pas identique au sommet IN cherché. Si c'est le cas, nous avons trouvé un chemin de longueur 1 entre OUT et IN. Il faut alors le sauver en mémoire et le réécrire dans le bon ordre $\text{IN} \rightarrow \text{OUT}$. Ce chemin est ensuite détruit dans la séquence (II.6.3) afin de ne pas être comptabilisé plusieurs fois dans la suite. Si un au moins des l_i est différent

de IN la recherche est poursuivie. On considère alors chacun des l_i restant comme une nouvelle sortie OUT i où i parcourt l'ensemble des n' sommets ascendants restant après élimination des chemins. L'analyse des colonnes correspondantes à chacun des OUT i est alors refaite pour trouver les ascendants. La mémoire tampon que constitue (II.6.3) se transforme alors en une nouvelle séquence de sommets contenant d'autres embryons de chemin.

$$\begin{array}{ccc}
 \text{OUT} & \text{OUT}_1 & l_1 \\
 & \cdot & \cdot \\
 & \cdot & \cdot \\
 & & l_m \\
 & \cdot & \\
 \text{OUT} & \text{OUT}_2 & k_1 \\
 & \cdot & \cdot \\
 & \cdot & \cdot \\
 & & k_p \\
 \text{OUT} & \text{OUT } n' & j_1 \\
 & & \cdot \\
 & & \cdot \\
 & & j_r
 \end{array} \tag{II.6.4}$$

On vérifie à nouveau si chacun des derniers sommets ascendants trouvés ne se confond pas avec l'entrée cherchée. A ce stade des circuits peuvent apparaître, il faut également les éliminer des séquences (II.6.4). Ceci se fait en cherchant, dans chaque séquence de sommets, si le dernier sommet trouvé n'a pas déjà été rencontré dans cette séquence. Le nombre de séquences de sommets à analyser est égal à la somme du nombre des nouveaux ascendants. La nécessité de la détection des circuits n'apparaît que pour les séquences de sommets dont la longueur est supérieure ou égale à 2. On peut à nouveau recommencer la procédure de recherche avec les nouveaux sommets OUT restant après élimination des chemins et circuits. Tous les chemins auront été trouvés, soit si la mémoire tampon est vide, soit si l'ensemble de tous les nouveaux ascendants directs est vide.

Pour que cet algorithme de recherche des chemins puisse également être utilisé pour les circuits, il faut que le test de détection des chemins précède celui des circuits. En effet les circuits peuvent être considérés comme des chemins dans lesquels $IN \equiv OUT$. Dans ce cas le test de détection des chemins sauve le circuit cherché puisque seule la concordance avec le sommet IN est testée. Le test de détection des circuits doit être maintenu puisque les circuits cherchés ne peuvent pas contenir de sous-circuits. Dans une telle procédure de recherche, les chemins et les circuits apparaissent dans l'ordre croissant de leurs longueurs. Le tableau (II.3) résume en suivant notre algorithme la recherche des chemins entre le sommet 1 et le sommet 5 de l'exemple donné à la figure (II.4).

Les chemins et les circuits étant mémorisés sous forme de séquences de sommets, la détection des chemins qui touchent des circuits ou de circuits qui touchent d'autres circuits est aisée. Il suffit de voir si un chemin (un circuit) possède un sommet en commun avec un (autre) circuit. Dans l'affirmative, le chemin (le circuit) touche le (l'autre) circuit. Lorsque l'on cherche tous les circuits d'un graphe, un problème de comptabilisation peut se poser. Deux circuits sont identiques ils ont la même séquence de sommets parcourue dans le même sens. Si le circuit passant par les sommets $i j k$ et l est noté $i j k l i$, alors :

$$\begin{aligned}
 i j k l i & \equiv l i j k l \\
 & \equiv k l i j k & \text{(II.6.5)} \\
 & \neq i l k j i \\
 & \neq k j i l k
 \end{aligned}$$

Il faudra donc s'assurer qu'un nouveau circuit, correspondant à un nouveau sommet commun $i \equiv IN \equiv OUT$, n'est pas déjà comptabilisé à partir d'un ancien sommet $j = IN' \equiv OUT'$. Pour faciliter la détection des circuits déjà comptabilisé nous avons convenu de mémoriser un circuit en parcourant la séquence des sommets à partir du sommet ayant le plus petit numéro.

TABLEAU II.3

a) Matrice booléenne M associée à l'exemple de la figure II.4

	1	2	3	4	5	
1	0	1	1	0	0	
2	1	0	1	1	1	
3	1	0	0	0	1	M
4	0	1	0	0	0	
5	1	1	0	0	0	

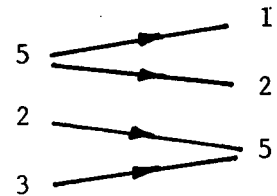
Exemple :

* sommets descendants de 5

(5ème ligne) (1, 2)

* sommets ascendants de 5

(5ème colonne) (2, 3)

b) Recherche des chemins 1 → 5 (IN ≡ 1, OUT ≡ 5).

étapes	mémoire tampon	mémoire chemin
ascendants de 5	5 2	
	5 3	vide
test circuit	2 2	
	5 3	vide
ascendants de 2	5 2 1	
	5 2 4	
	5 2 5	vide
	5 3 1	
	5 3 2	

TABLEAU II.3 (suite)

étapes	mémoire tampon	mémoire chemin
test circuits	5 2 <u>4</u>	1 2 5
chemins	5 3 <u>2</u>	1 3 5
ascendants de (4)	5 3 4 2	1 2 5
(2)	5 3 2 1	1 3 5
	5 3 2 4	
	5 3 2 5	
test circuits	5 3 4 <u>2</u>	1 2 5
chemin	5 3 2 <u>4</u>	1 3 5
		1 2 3 5
ascendants de 2	5 3 4 2 1	1 2 5
4	5 3 4 2 4	1 3 5
	5 3 4 2 5	1 2 3 5
	5 3 2 4 2	
test circuits	vide	1 2 5
chemin		1 3 5
		1 2 3 5
		1 2 4 3 5

Fin de la
recherche

Si dans (II.6.5) nous avons $i = 5, j = 3, k = 4, l = 2$ le circuit $i j k l i (5,3,4,2,5)$ sera mémorisé sous la forme $l i j k l (2,5,3,4,2)$.

Une telle procédure peut paraître longue, il ne faut cependant pas oublier que cette analyse de structure ne doit se faire qu'une seule fois. Toutes les informations relatives aux circuits et chemins sont gardées en mémoire aussi longtemps que l'on ne modifie pas le schéma réactionnel utilisé.

II.7 Non linéarité du système et règles de Mason

Nous avons vu au chapitre I que la chimie des ions positifs et celle des électrons et ions négatifs conduit à un couplage non linéaire entre ces deux systèmes de réactions chimiques. Il peut dès lors apparaître un problème dans l'application des règles de Mason écrites pour la résolution et l'analyse des systèmes linéaires. Nous avons résolu ce problème en associant à l'ensemble des réactions chimiques deux matrices $V^{(-)}$ et $V^{(+)}$ décrivant chacune un des sous systèmes considérés.

$$\begin{aligned}
 V^{(-)} &\rightarrow \text{chimie des électrons et des ions négatifs} \\
 &\hspace{15em} \text{(II.7.1)} \\
 V^{(+)} &\rightarrow \text{chimie des ions positifs.}
 \end{aligned}$$

Ceci ne suffit pas à supprimer la non linéarité du problème qui se retrouve au niveau des coefficients de perte L_j intervenant dans les matrices $V^{(-)}$ et $V^{(+)}$. Précisons notre notation en écrivant les coefficients de perte sous la forme

$$L_i \equiv L(i,s) = L'(i,s) + L''(i,s) \quad \text{(II.7.2)}$$

Si $s = "+"$, le constituant j est un ion positif.

Si $s = "-"$, le constituant i est un ion négatif ou un électron.

$L'(i,s)$ est la perte interne au système s . Cette perte interne est égale à la somme de toutes les pertes conduisant à partir de i appartenant à s , à un autre constituant j appartenant également à s

$L''(i,s)$ est la perte provenant des neutralisations mutuelles et des récombinaisons.

La structure des réactions chimiques intervenant dans la région D est telle que $L'(i,s)$ n'est fonction d'aucune concentration inconnue ni du système $s = "-"$ (constituants négatifs) ni du système $s = "+"$ (ions positifs). Par contre $L''(i,s)$ va dépendre des concentrations inconnues de l'autre système considéré.

$$L''(i,-) = f(n_j^+) \quad (\text{II.7.3})$$

$$L''(i,+) = f(n_e, n_j^-)$$

Dès lors, ni $L'(i,s)$, ni $L''(i,s)$ ne dépendent des inconnues du système s considéré et les graphes correspondent à des systèmes linéarisables. Dès que l'on se fixe les concentrations des ions positifs le graphe des ions négatifs est linéarisé et les règles de Mason sont applicables. Il en va de même pour le graphe des ions positifs dès que les concentrations électroniques et ioniques négatives sont connues. Les règles de Mason sont applicables pour l'étude de la chimie des constituants ionisés de la région D aussi bien à l'équilibre photochimique que pendant le processus de convergence, vers cet équilibre, décrit au chapitre I. Les variations de la production entraînent des réponses non linéaires. En effet, si la production totale γ varie, la concentration totale à l'équilibre photochimique varie également. Il en résulte une variation des pertes, $L''(j,s)$ et donc une variation des $L(j,s)$ en fonction de γ . La transmittance du système devient donc une fonction de la production à l'entrée de ce dernier. Ceci est une conséquence de la non linéarité du couplage entre la chimie des ions positifs et celle des ions négatifs. D'une manière générale la région D se trouve sous la dépendance de deux types de paramètres. Les uns agissent à l'extérieur du système en

modifiant la production des paires électrons - ions positifs. Ces paramètres exogènes induisent des réponses non linéaires. D'autres paramètres agissent directement, à l'intérieur du système, sur les réactions chimiques du modèle en modifiant certaines pertes relatives. L'action de ces paramètres endogènes n'implique aucun couplage entre les espèces négatives et positives. Toutefois, si un paramètre endogène intervient dans l'évaluation de la production externe, la réponse du système de réactions chimiques sera profondément modifiée. C'est le cas, par exemple de l'oxyde d'azote NO qui est à la fois un paramètre exogène (production de NO^+) et un paramètre endogène (réactions chimiques).

II.8 Analyse du modèle de référence

La figure (I.15) associée à la chimie des ions négatifs comprend 729 chemins différents. O_2^- et O_4^- sont produits par 12 chemins, CO_4^- par 24 chemins, O^- par 28 chemins, CO_3^- par 32 chemins, O_3^- par 44 chemins, OH^- par 112 chemins, NO_2^- par 142 chemins, HCO_3^- par 156 chemins et NO_3^- par 167 chemins. Compte tenu de l'interprétation des termes $\Delta k/\Delta$, il est possible de distinguer la production directe de celles provenant des circuits. Cette distinction est particulièrement intéressante dans le cas de la production électronique. La figure (II.5) donne la production électronique résultante des mécanismes de photo-détachement et de détachement collisionnel à partir des divers ions négatifs. La production directe γ est également montrée sur cette figure. Nous constatons que la production électronique se fait majoritairement à partir des ions négatifs, même pour les altitudes où le paramètre $\lambda = n_-/n_e$ est inférieur à 1. Les ions négatifs étant eux-mêmes initialement produits à partir des électrons, la concentration électronique résulte donc, au-dessous de 80 km, essentiellement des effets de circuits dans les mécanismes de production. Cet effet est fondamental pour la construction d'un modèle équivalent qui sera développé au chapitre III. Étudions les réactions qui assurent la production électronique à partir de O_2^- et de O^- . À partir de O^- la production électronique est assurée par les réactions suivantes

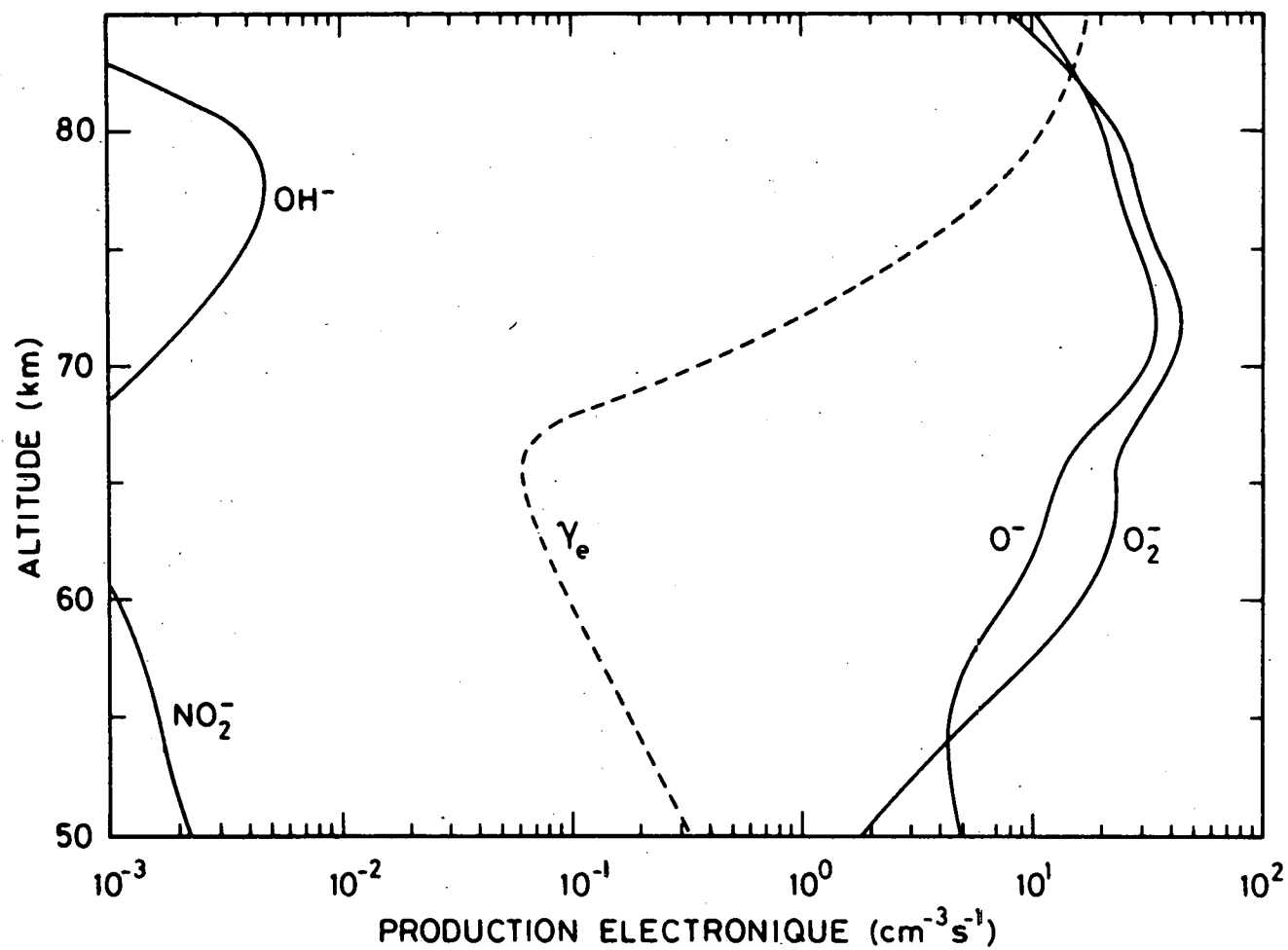


Fig. II.5.- Production électronique à partir des ions négatifs comparée à la production directe γ_e (en tireté).

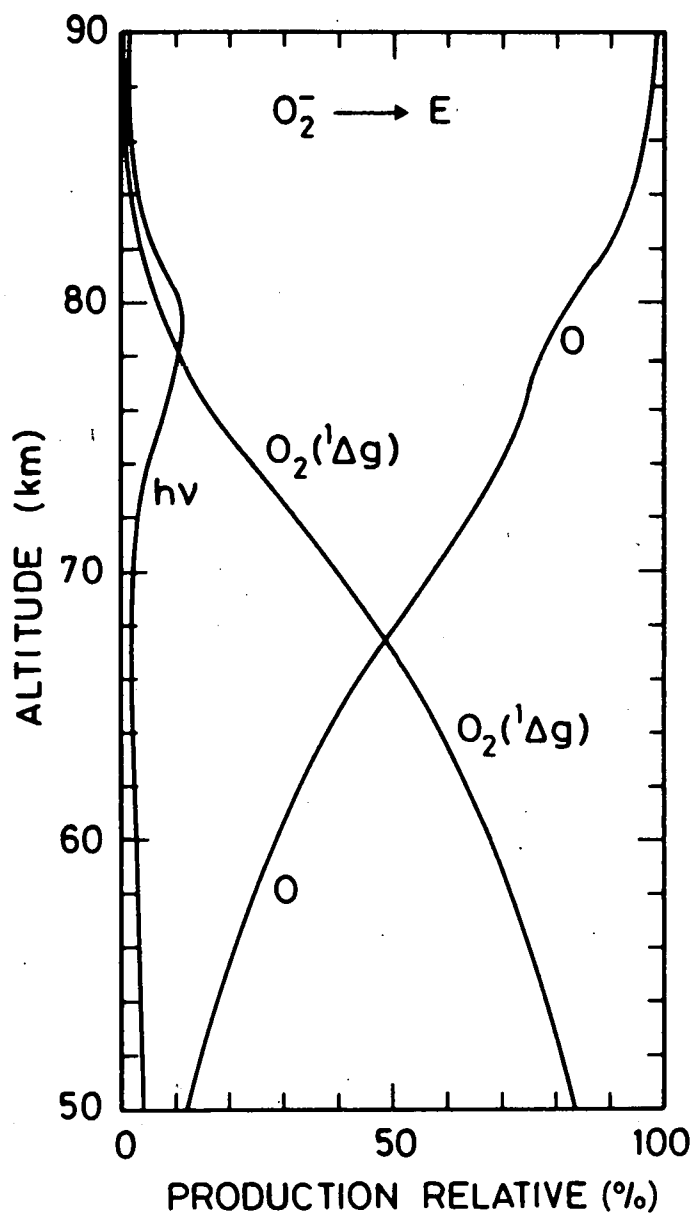
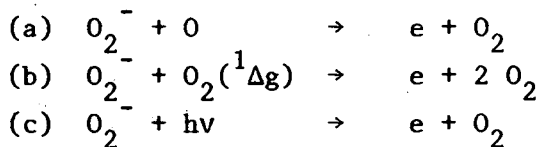
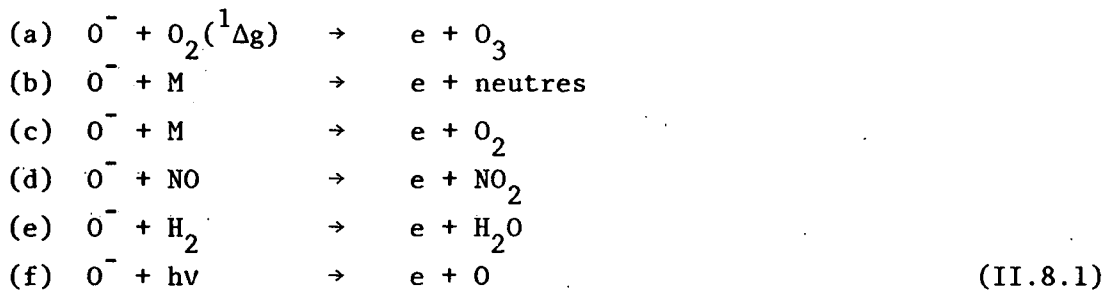
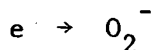


Fig. II.6.- Importance relative des composantes de la transition $O_2^- \rightarrow E$. Les réactions sont indiquées par les constituants neutres qui y interviennent, le photodetachement par $h\nu$.



Nous nous trouvons typiquement en présence de transitions multiples entre O_2^- et e d'une part, et entre O^- et e d'autre part. L'arête correspondante dans le graphe associé représente l'effet cumulatif de ces réactions. En ce qui concerne la production à partir de O^- la réaction (II.8.1b) assure plus de 50% de la production $\text{O}^- \rightarrow e$, quelle que soit l'altitude considérée. Pour O_2^- la figure (II.6) montre qu'au dessous de 70 km le retour vers les électrons est complètement dominé par la réaction (II.3.2a) et donc sous la seule dépendance de l'oxygène atomique. Au-dessous de cette altitude la réaction dominante sera (II.8.2b). Elle est entièrement contrôlée par $\text{O}_2(^1\Delta_g)$. Le rôle du photo-détachement est faible. Si la concentration en oxygène atomique était 100 fois plus faible que celle utilisée dans le modèle, le retour $\text{O}_2^- \rightarrow e$ serait alors, vers 80 km, largement contrôlé par le photo-détachement. Une telle situation peut exister dans les régions polaires en été. La production de O_2^- est assurée en-dessous de 80 km à plus de 99% par le chemin de longueur 1.



Cette transition est à nouveau multiple. La réaction dominante dans cette transition est la réaction à trois corps

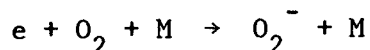


TABLEAU II.3 Chemins de production de O^-

Numéro	Chemin
13	$E \rightarrow O^-$
14	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow O^-$
15	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow O_3^- \rightarrow O^-$
18	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow O_3^- \rightarrow CO_3^- \rightarrow O^-$
24	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow CO_4^- \rightarrow O_3^- \rightarrow CO_3^- \rightarrow O^-$
25	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow O_4^- \rightarrow CO_4^- \rightarrow CO_3^- \rightarrow O^-$
28	$E \rightarrow O_2^- \rightarrow O_4^- \rightarrow CO_4^- \rightarrow O_3^- \rightarrow CO_3^- \rightarrow O^-$

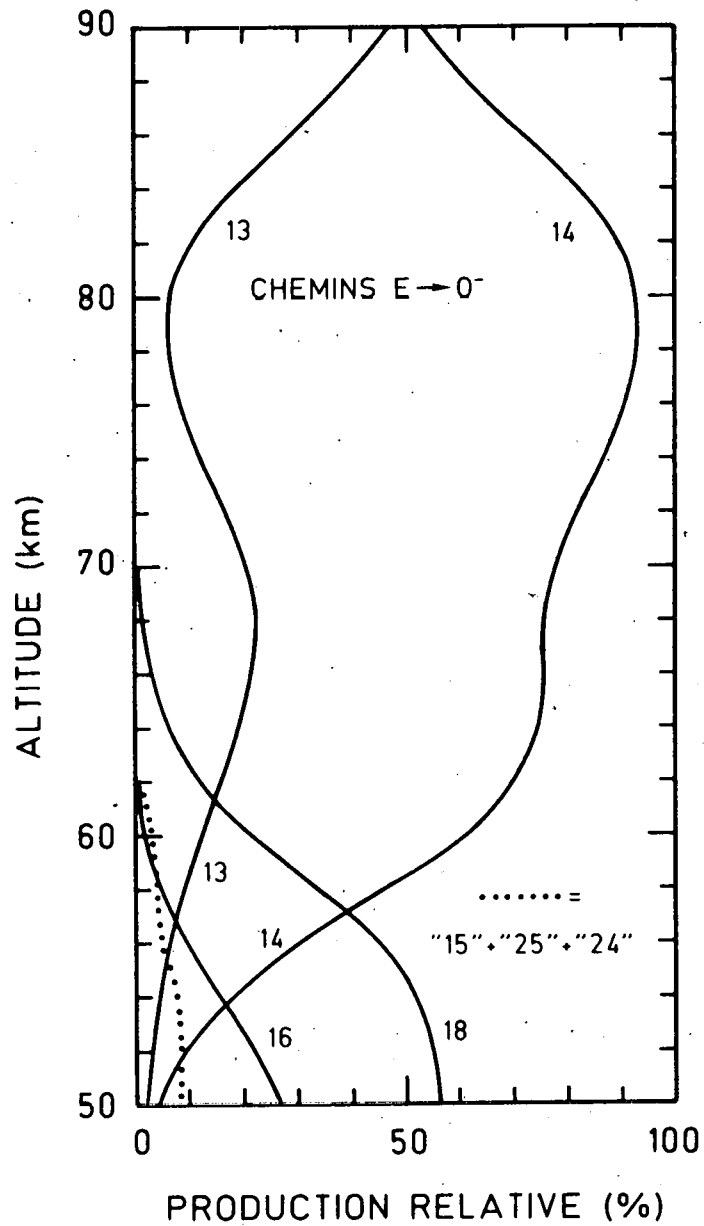


Fig. II.7.- Importance relative des principaux chemins de production de O^- .

Il en résulte que le circuit dominant dans la production électronique à partir de O_2^- sera



Sachant que l'importance d'un circuit ne dépend que des valeurs relatives des pertes rencontrées, nous pouvons conclure que les circuits passant par O_2^- dépendent essentiellement des concentrations en oxygène atomique et en oxygène moléculaire dans l'état $^1\Delta_g$. Ces circuits conduisent à environ 50% de la production des électrons.

La production de O^- à partir des électrons est assurée par 28 chemins. Sept d'entre eux, repris au tableau (II.3), ne peuvent être considérés comme négligeables. Ils assurent, au moins à une altitude, plus de 1% de la production de O^- . L'importance de ces chemins peut être confondue avec celle des circuits assurant la production électronique à partir de O^- . Il suffit en effet de prolonger chacun de ces chemins par la transition $O^- \rightarrow e$ pour obtenir les circuits. Ceci ne modifiera en rien l'importance relative exprimée en % qui est présentée à la figure (II.7). En combinant l'information contenue dans les figures (II.5) et (II.7) il apparaît que dans les régions les plus basses, la production électronique provient majoritairement de O^- . A ces altitudes les circuits dominants sont relativement longs (chemins 18 et 28). Nous verrons ultérieurement que ces chemins, arrêtés en CO_3^- sont également importants pour la production des ions CO_3^- et NO_3^- . Dans la région D inférieure la dépendance des circuits de production électronique continuent à dépendre des neutres minoritaires mais d'une manière moins évidente à cause de la longueur de ces circuits. Dès 60 km les circuits de production électronique passant par O^- se simplifient considérablement. Ils sont représentés à la figure (II.8). A nouveau l'oxygène atomique jouera un rôle considérable en intervenant dans la transition $O_2^- \rightarrow O^-$ du circuit 14 du tableau (II.3). Entre 60 et 80 km les circuits

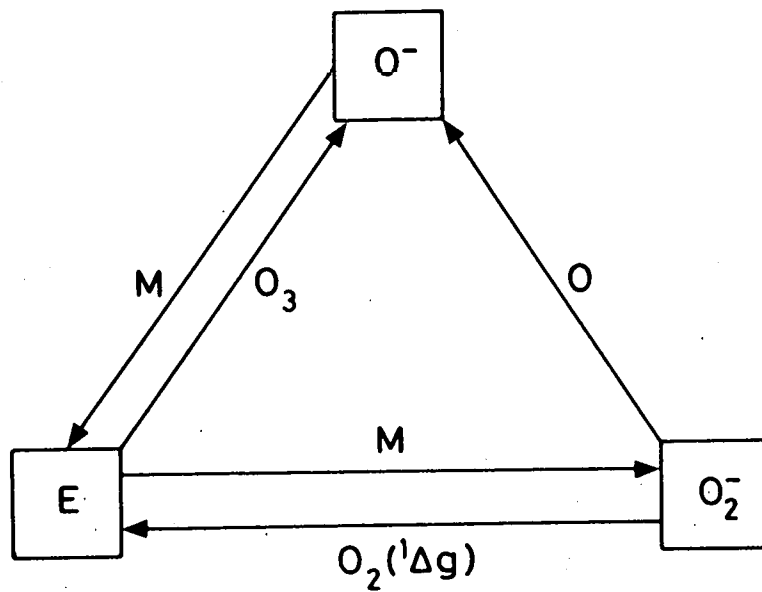


Fig. II.8.- Principaux circuits de production électronique faisant intervenir les ions O_2^- et O^- et neutres intervenant dans les réactions.

de production électronique sont très courts comparativement aux altitudes inférieures.

La production totale de chaque ion négatif est représentée à la figure (II.9). Elle a été calculée en suivant la procédure décrite au paragraphe II.6 en tenant compte des pertes totales représentées à la figure (II.10). Analysons les chemins de production pour les trois ions majoritaires, NO_3^- , CO_3^- et HCO_3^- . La numérotation et la structure des chemins est présentée au tableau (II.4) pour les ions NO_3^- et CO_3^- et au tableau (II.5) pour l'ion HCO_3^- . Ces deux tableaux ne reprennent que les chemins intervenant pour plus de 1% dans le mécanisme de production. La figure (II.11) indique la contribution de la production pour chacun de ces chemins. Tant pour CO_3^- que pour NO_3^- la production se fait majoritairement par le même chemin, respectivement les chemins 499 et 102, quelle que soit l'altitude. Cependant dans les régions inférieures, les chemins 507 et 162 joueront un rôle non négligeable. Ceci implique que le schéma réactionnel pour ces deux ions est assez simple au-dessus de 60 km, mais qu'en revanche il se complique au-dessous de cette altitude, comme le montre la figure (II.12). Deux sommets vont jouer un rôle particulièrement important dans le transfert de la production. En O_2^- le transfert de la production à travers le graphe se fera soit vers O_4^- soit vers O_3^- en fonction de l'importance relative des réactions



A ces réactions il faut ajouter la production électronique à partir de O_2^- discutée préalablement. Ceci explique pourquoi, compte tenu de la valeur des coefficients de réactions, la décroissance de la concentration totale des neutres avec l'altitude permet de passer au schéma simplifié valable à partir de 60 km. Ce schéma restera valable aussi longtemps que les réactions de retour vers les électrons ne bloqueront pas complètement la production des autres ions négatifs. Dès que l'on

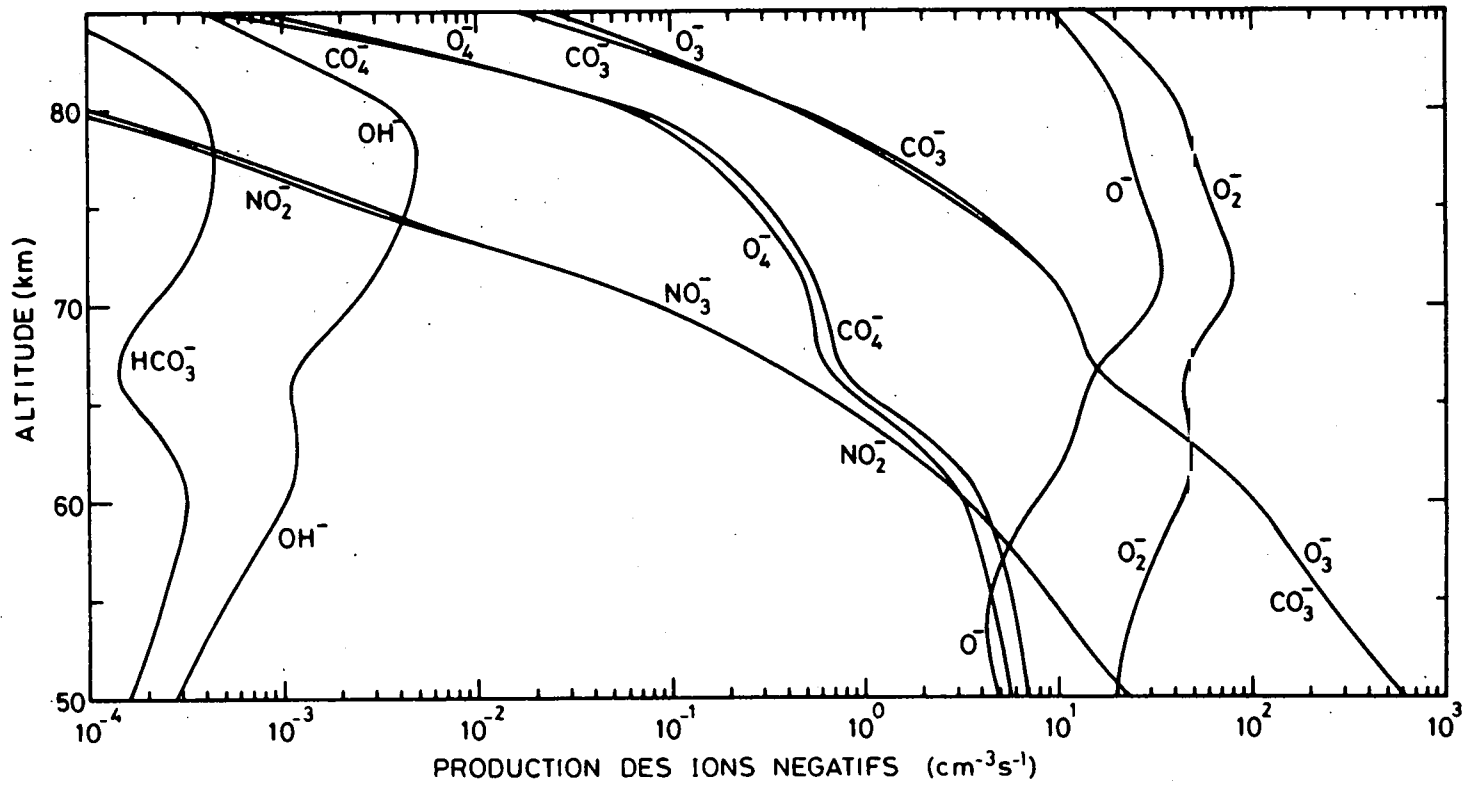


Fig. II.9.- Production totale des ions négatifs du modèle de référence.

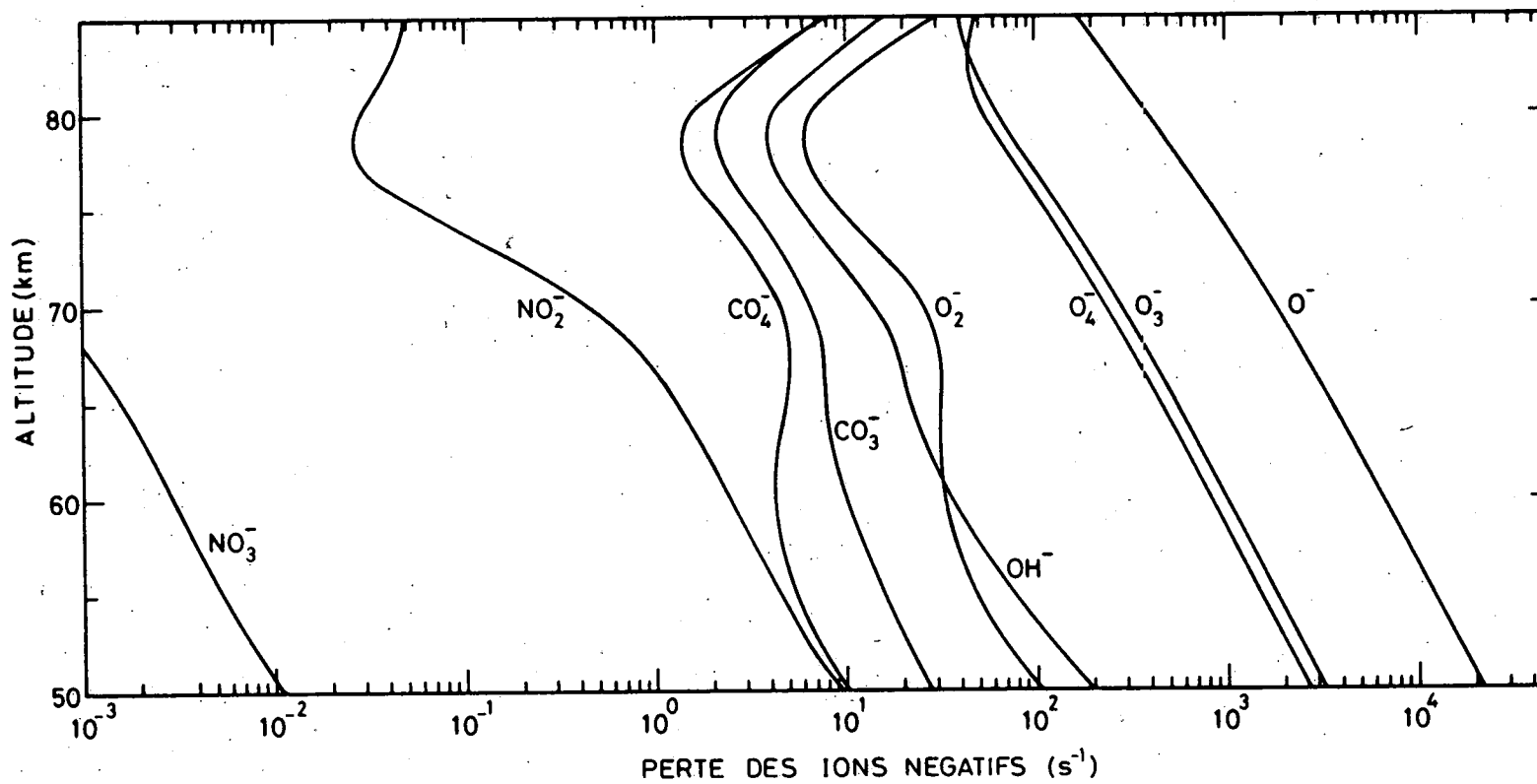


Fig. II.10- Pertes totales des ions négatifs dans le modèle de référence.

TABLEAU II.4 Chemins de production de NO_3^- et CO_3^-

Numéro	Chemin
68	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
77	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
82	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
102	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
104	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
134	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
136	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
137	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
162	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-$
499	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^-$
501	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{CO}_3^-$
503	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{CO}_3^-$
504	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^-$
506	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{CO}_3^-$
507	$e \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}_4^- \rightarrow \text{CO}_4^- \rightarrow \text{O}_3^- \rightarrow \text{CO}_3^-$

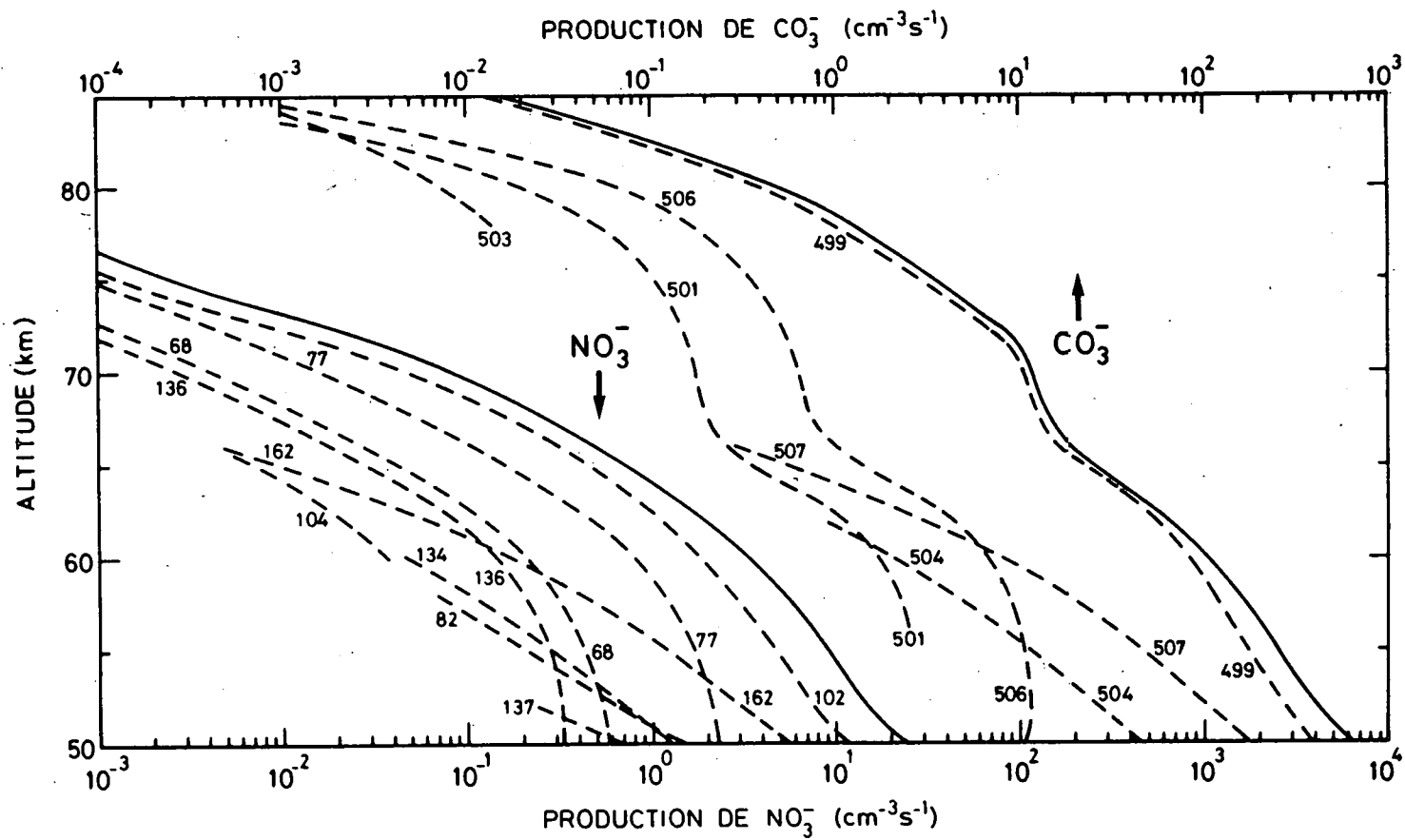
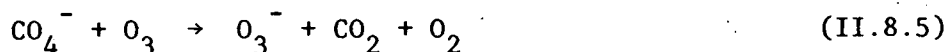


Fig. II.11.- Contribution à la production totale des ions NO_3^- et CO_3^- des principaux chemins de production. Les numéros se réfèrent au tableau (II.4).

favorisera à partir de O_2^- la production de O_4^- on favorisera également celle de CO_4^- .

En CO_4^- , l'importance des chemins 507 et 162 montre que le transfert de la production à partir de ce sommet dépendra exclusivement du rapport des concentrations des neutres minoritaires NO, O_3 et O. L'importance de $n(O_3)$ et ainsi l'importance relative de la réaction



est telle que au-dessous de 60 km les deux chemins 507 et 162 passant par O_3^- augmentent en influence. Au-dessus de 60 km les chemins 506 et 77 deviennent importants. Le transfert de la production à ces altitudes, dépendra du rapport entre $n(O)$ et $n(NO)$

$$Si \ x = n(NO)/n(O) \quad (II.8.6)$$

Alors, toute diminution de x favorisera la production de CO_3^- et toute augmentation de x favorisera la production de NO_3^-

Le transfert de la production à partir de CO_4^- vers NO_3^- ou CO_3^- sera assuré par les réactions



Par analogie avec d'autres domaines d'applications de la théorie des graphes, nous dirons que des "décisions" importantes sont prises en O_2^- et CO_4^- . Les valeurs relatives des pertes en ces deux sommets conditionnent les chemins de productions des deux ions majoritaires NO_3^- et CO_3^- ainsi que les circuits de productions électroniques. Le rôle des pertes relatives de CO_3^- est également important pour les régions les plus basses et pour la production électronique à partir de O^- . Les pertes relatives de O_2^- et de CO_4^- sont représentées aux figures (II.13)

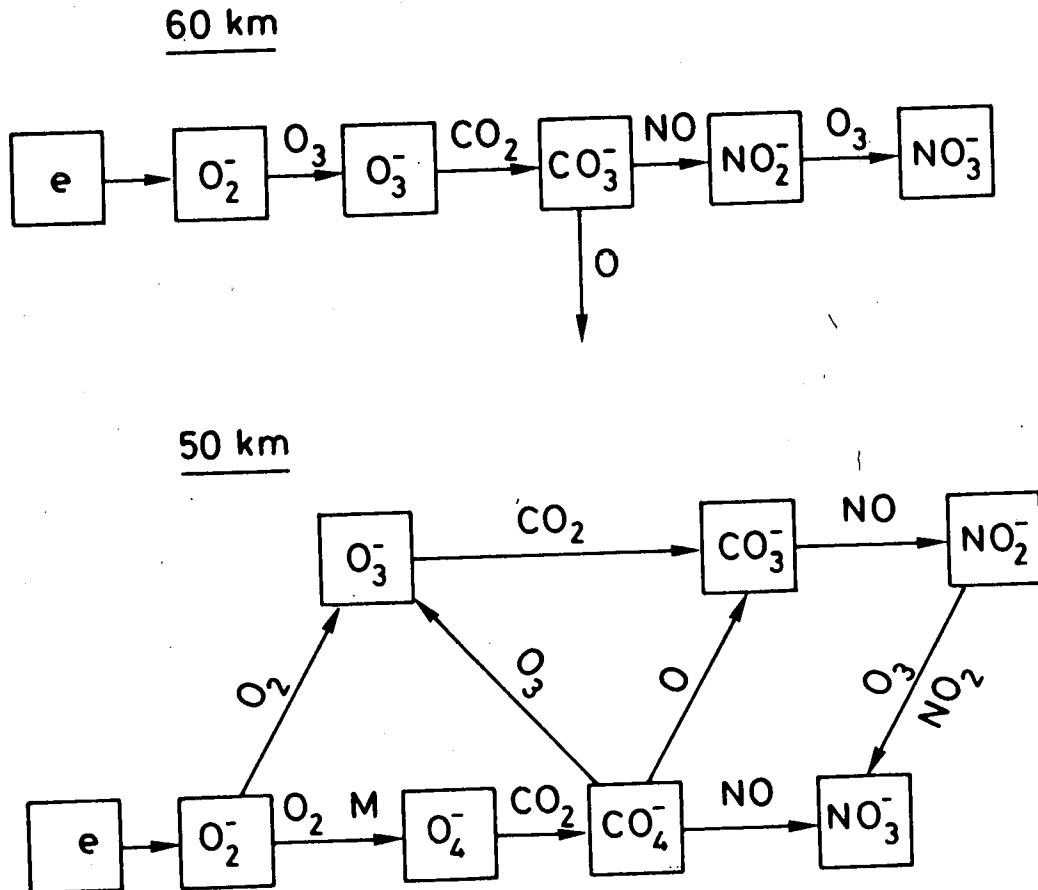


Fig. II.12.- Schéma réactionnel pour des deux ions majoritaires NO_3^- et CO_3^- . Les neutres intervenant dans les réactions sont indiqués sur les figures.

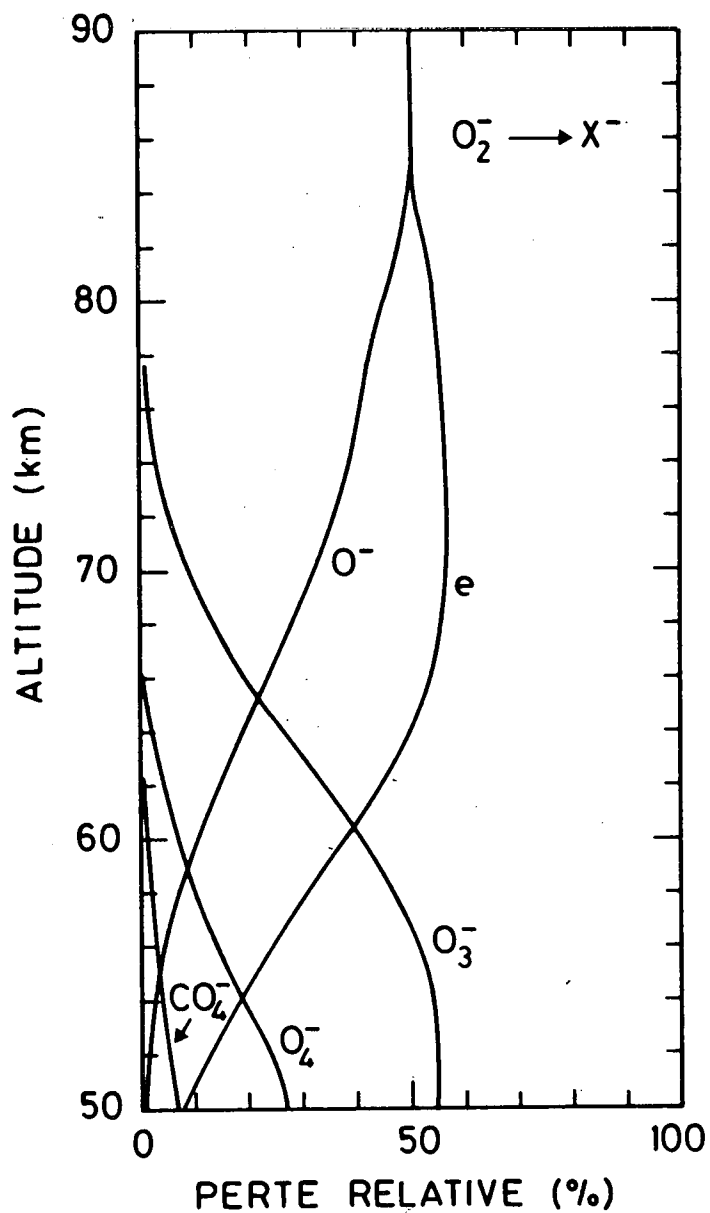


Fig. II.13.- Importance relative des pertes de O_2^- due aux réactions $O_2^- \rightarrow X^-$. Les ions finaux X^- sont indiqués sur la figure.

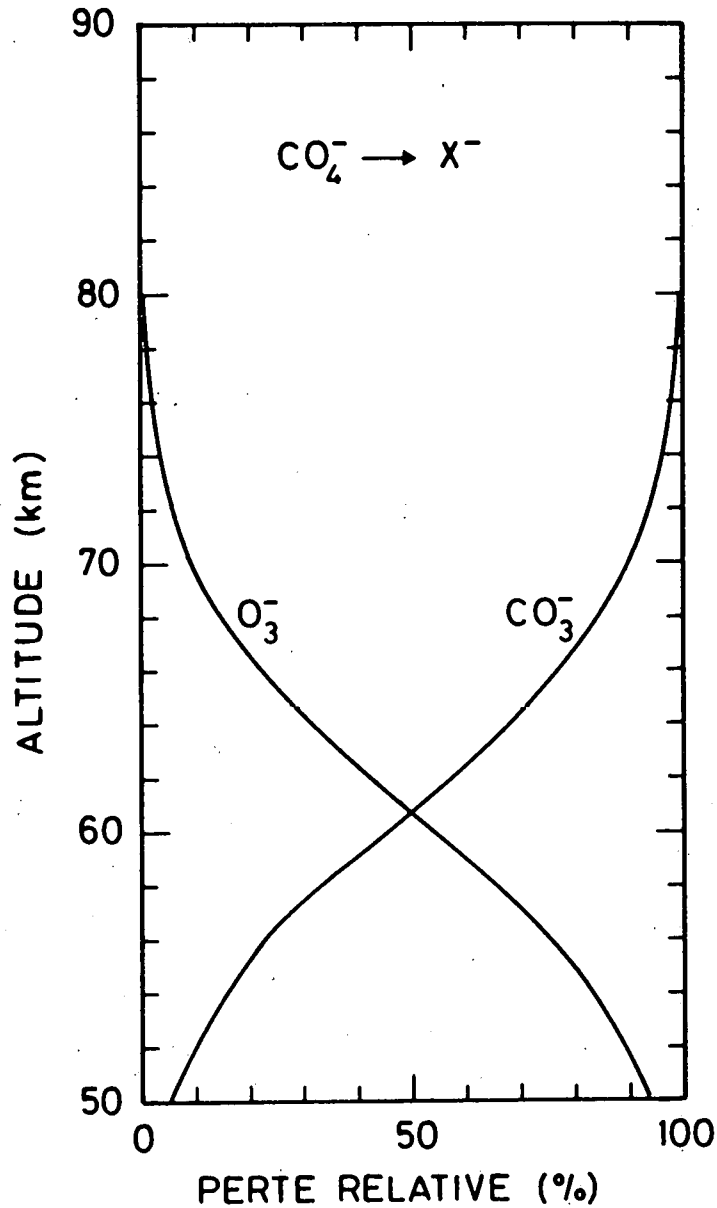


Fig. II.14.- Importance relative des pertes de CO_4^- due aux réactions $\text{CO}_4^- \rightarrow \text{X}^-$. Les ions finaux X^- sont indiquées sur la figure.

et (II.14). L'étude de ces figures fait à nouveau apparaître des conclusions auxquelles nous étions déjà arrivés. Le transfert de la production à partir de O_2^- se fait par des transitions qui aboutissent soit à des chemins différents soit à un blocage de l'ionisation négative par le retour vers les électrons. Il y a cependant un certain risque à tirer des conclusions trop hâtives. En effet la figure (II.14) indique que la perte de CO_4^- ne se fait d'une manière significative que vers O_3^- et CO_3^- , les autres pertes représentent moins de 1% de la perte totale de CO_4^- . Or le chemin 77, qui est le second en importance pour la production de NO_3^- est assuré par la transition $CO_4^- \rightarrow NO_3^-$. Il convient de souligner ce fait important : une perte relative presque négligeable en un sommet du graphe peut conduire à un chemin très important. Il faut en effet tenir compte de toutes les pertes relatives rencontrées par les chemins et de tous les facteurs d'amplifications. Dans le même ordre d'idée, remarquons que la perte de O_2^- vers e devient une perte majoritaire à partir de 60 km. Pourtant le paramètre λ reste supérieur à 1 jusqu'à 70 km. Ceci est essentiellement causé par les circuits, une fois l'électron reformé il donnera à nouveau naissance à un ion négatif. D'autre part, le fait que λ soit inférieur à 1, c'est-à-dire que la concentration ionique négative est faible devant la concentration électronique n'implique nullement que l'on puisse négliger leur rôle. En effet nous avons vu que la production électronique continue à se faire majoritairement à partir de O_2^- et de O^- jusqu'à une altitude d'au moins 80 km.

II.9 Rôle des constituants neutres minoritaires

Nous avons vu que les neutres minoritaires O_3 , O, $O_2(^1\Delta_g)$, NO jouent un rôle très important en conditionnant les valeurs numériques des principaux chemins de production des ions négatifs majoritaires et des circuits de production électronique. Nous avons également montré au chapitre I que la variation de la concentration de ces neutres peut-être de plusieurs ordres de grandeur. Il est dès lors utile de procéder à l'étude d'une variation paramétrique de la concentration de NO et de O et d'analyser la réponse du système de réactions chimiques à une telle variation.

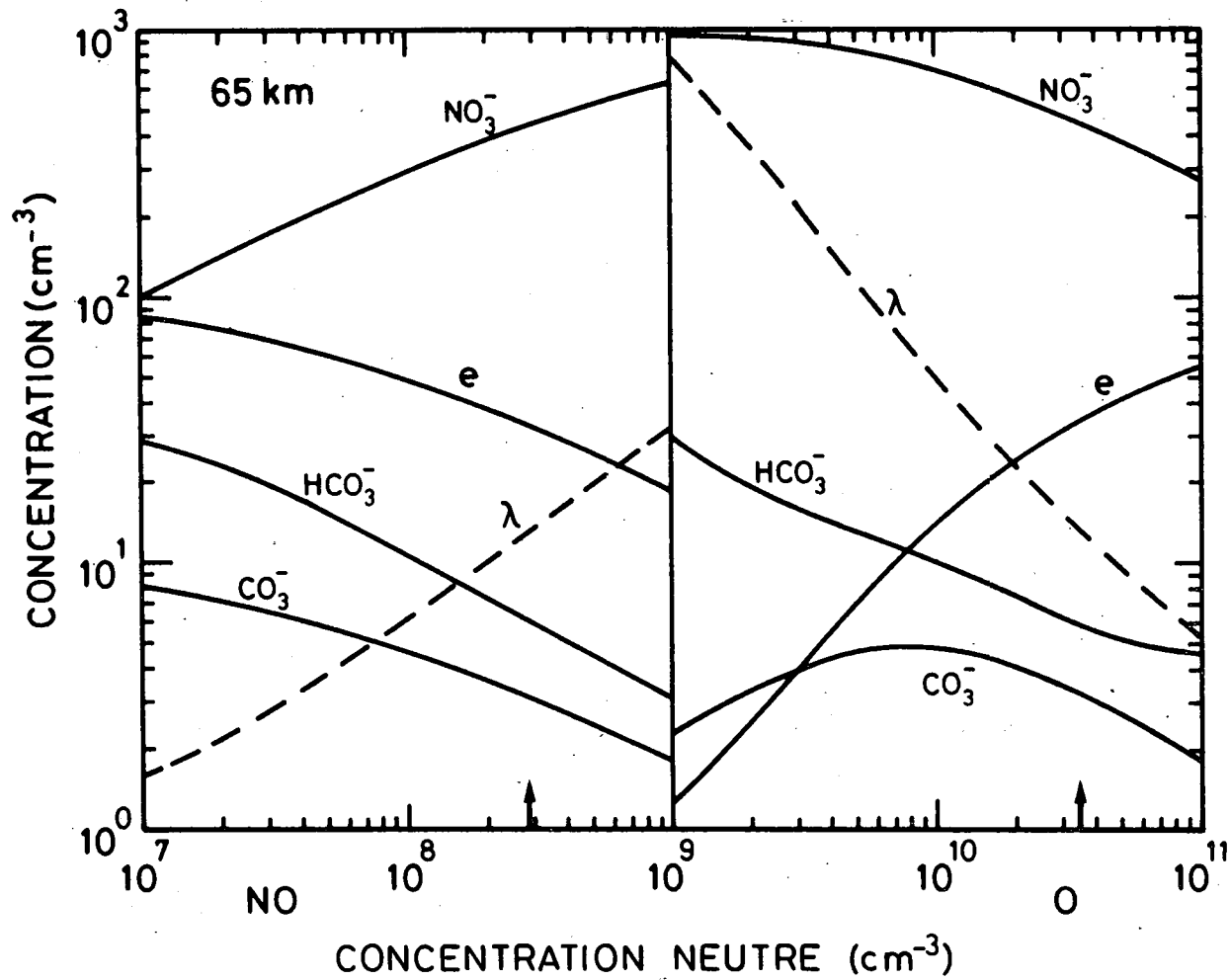


Fig. II.15.- Effet de la variation des concentrations des neutres O et NO sur la concentration des principaux ions négatifs, sur la concentration électronique et sur la valeur du paramètre λ .

Au paragraphe II.7 nous avons montré que NO est à la fois une variable endogène et exogène pour le système de réactions chimiques. Nous nous limiterons dans ce paragraphe à l'étude de l'aspect endogène de cette variable. Une étude complète de la réponse à une variation de la concentration de NO sera entreprise au paragraphe II.11 après avoir analysé les réponses non linéaires causées par les variables exogènes. Les concentrations des neutres minoritaires peuvent être fortement liées entre-elles, c'est le cas notamment des concentrations de O_3 , O et $O_2(^1\Delta g)$. Nous ne pouvons faire varier la concentration de l'oxygène atomique sans modifier la concentration de l'ozone et de l'oxygène moléculaire $^1\Delta g$. Nous avons convenu (WISEMBERG et KOCKARTS 1980) de conserver la valeur numérique du rapport des concentrations $n(O_3)/n(O)$ et $n(O_2(^1\Delta g))/n(O_3)$ lors des balayages effectués sur les valeurs de la concentration de l'oxygène atomique.

Etudions l'effet d'une variation de $n(O)$ et de $n(NO)$ à 65 km. A cette altitude la production par le rayonnement cosmique d'origine galactique est encore largement majoritaire, dès lors les effets d'une variation de NO sur la production peuvent être négligés. Il en va de même pour $O_2(^1\Delta g)$. Nous avons fait varier la concentration de l'oxygène atomique entre 10^9 cm^{-3} et 10^{11} cm^{-3} , celle du monoxyde d'azote entre 10^7 cm^{-3} et 10^9 cm^{-3} . Ces variations sont compatibles avec celles rencontrées au chapitre I. La figure (II.15) montre l'effet de ces variations sur les ions majoritaires, sur les électrons et sur les valeurs du paramètre λ . Les flèches sur la figure (II.15) indiquent les valeurs utilisées dans le modèle de référence. Toute diminution de $n(O)$ provoque une diminution de la concentration électronique et une augmentation de la concentration ionique négative totale. L'augmentation de $n(e)$ est due à l'augmentation des pertes relatives de O_2^- et de O^- vers e . Cette affirmation est illustrée à la figure (II.16) qui compare la perte et les productions électroniques, pour une altitude de 65 km, en fonction de $n(O)$. Nous voyons que la perte électronique (L_e) ne varie pratiquement pas avec $n(O)$, il en va bien sûr de même pour γ , la production directe par photoionisation. Par contre les productions à

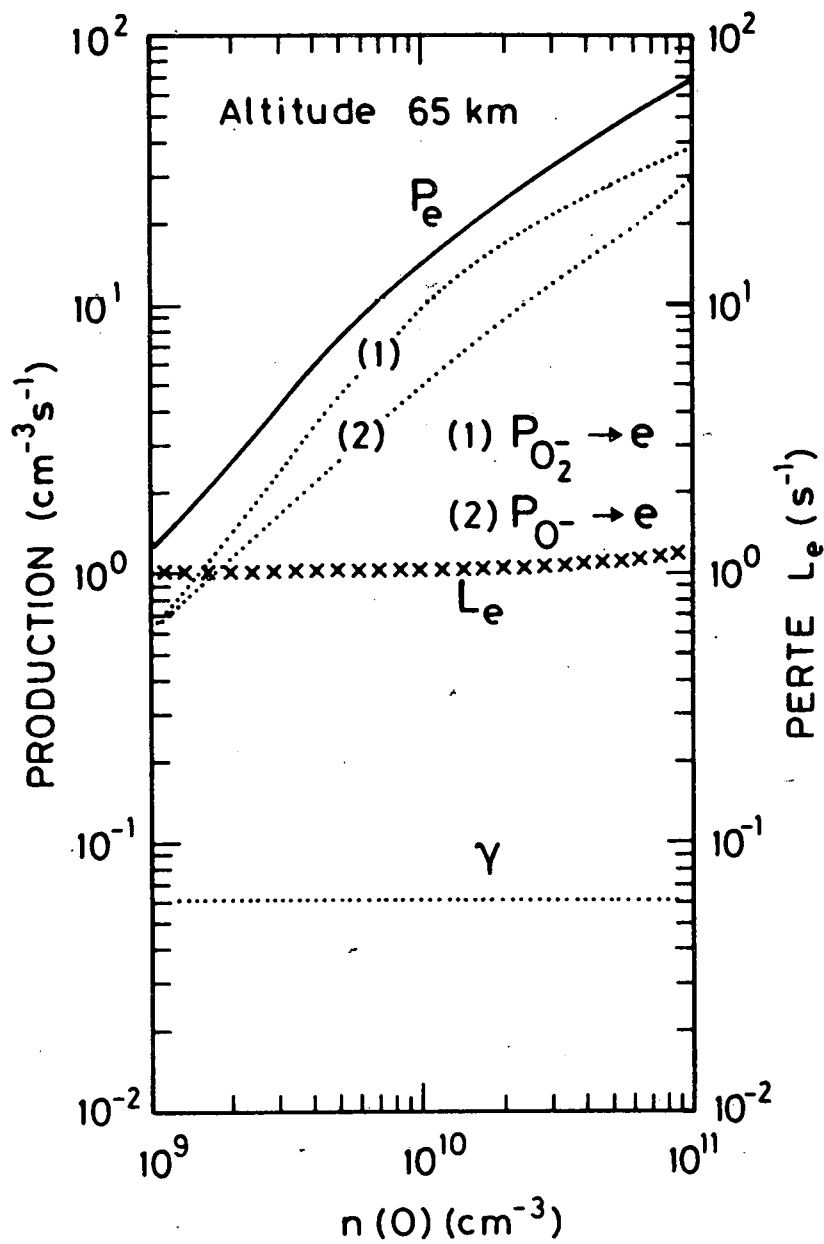


Fig. II.16.- Variation de la production électronique totale P_e , de ses composantes et de la perte L_e en fonction de la concentration en oxygène atomique à 65 km.

partir de O^- et de O_2^- augmentent avec $n(0)$ de sorte que la production électronique totale devient une fonction de $n(0)$. Ceci fait clairement apparaître le rôle fondamental des circuits à l'intérieur du graphe. La variation de $n(CO_3^-)$ en fonction de $n(0)$ présente un maximum comme le montre la figure II.15. Ceci s'explique par le fait qu'à la fois la production et la perte de CO_3^- sont une fonction de $n(0)$. Les transmittances des principaux chemins de production de CO_3^- sont présentées à la figure (II.17). Nous voyons que toutes les transmittances, sauf celle du chemin dominant, passent par un maximum. L'effet global indique cependant que la transmittance totale augmente lorsque l'on passe de $n(0) = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ à 10^{10} cm^{-3} . Au delà de cette valeur la transmittance totale se stabilise et devient pratiquement indépendante de $n(0)$. Par contre la perte de CO_3^- ($L_{CO_3^-}$) augmente avec $n(0)$ uniquement pour les valeurs de $n(0)$ supérieures à 10^{10} cm^{-3} . Ces deux effets combinés conduisent à un maximum de $n(CO_3^-)$ pour une valeur de $n(0)$ voisiné de 10^{10} cm^{-3} . L'étude des gains g_k et des facteurs d'amplification $\Delta k/\Delta$ permet une analyse plus fine encore. On constate pour CO_3^- que les facteurs d'amplifications sont les mêmes pour tous les chemins. La transmittance du chemin majoritaire résulte de deux dépendances différentes de g_k et de $\Delta k/\Delta$. Le gain g_k présente très vite une saturation lorsque $n(0)$ augmente, tandis que le facteur d'amplification continue à dépendre de $n(0)$. Ceci faisant à nouveau apparaître le rôle des circuits. La variation de $n(HCO_3^-)$ en fonction de $n(0)$ provient d'une diminution de la transmittance, la perte ne varie pas puisqu'elle se fait uniquement par neutralisation mutuelle. La variation de $n(NO_3^-)$ provient d'une augmentation de la perte de NO_3^- ($L_{NO_3^-}$) lorsque $n(0)$ augmente. La transmittance vers NO_3^- augmente également en fonction de $n(0)$ mais cela ne suffit pas à compenser l'effet dû à la perte. Puisque la concentration électronique augmente et puisque la concentration ionique négative diminue, lorsque $n(0)$ augmente, toute variation de $n(0)$ influencera profondément la valeurs du paramètre λ figure (II.15). Les effets de la variation de la concentration du monoxyde d'azote sont inversés par rapport à ceux de l'oxygène atomique. $n(e)$ décroît lorsque $n(NO)$ croît. Cette variation de la concentration électronique

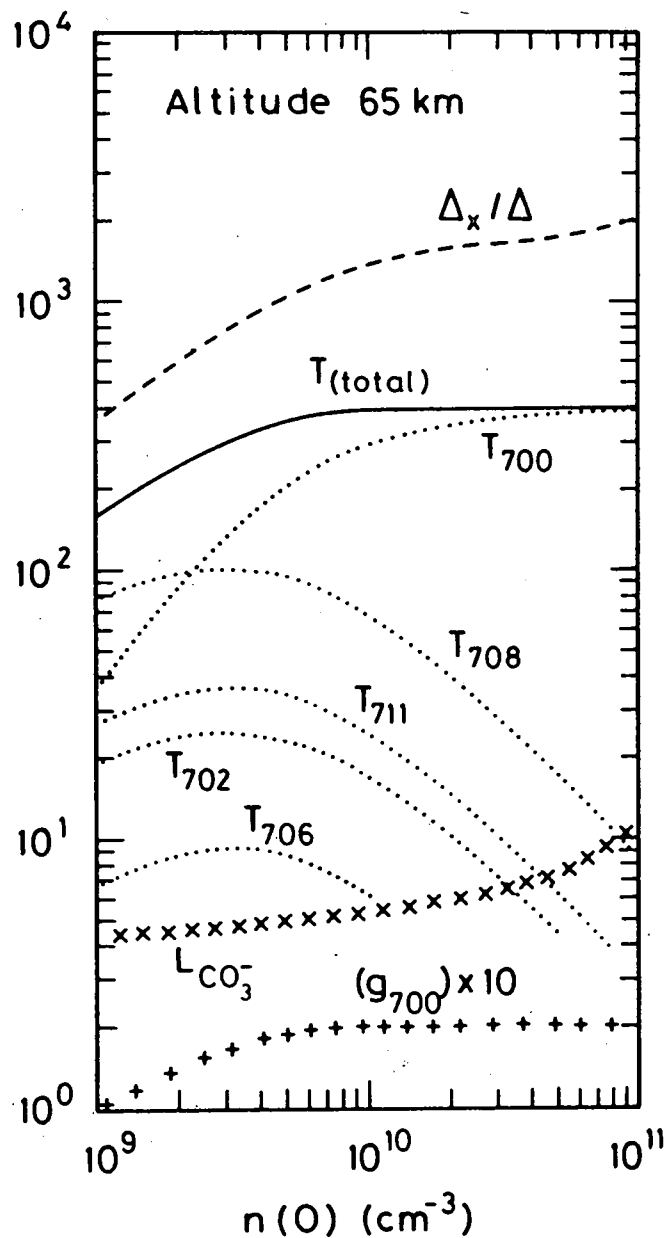


Fig. II.17. - Evolution des différentes transmittances associées aux chemins de production de CO_3^- en fonction de la concentration en oxygène atomique. Les variations des quantités Δ_x / Δ et g_x apparaissant dans les règles de Mason, ainsi que la perte $L_{CO_3^-}$ sont également représentées.

est cependant moins forte que celle obtenue en fonction de $n(O)$. La différence vient des circuits majoritaires de production électroniques qui ne sont pas directement affectés par une variation de $n(NO)$. L'influence de $n(NO)$ sur les circuits est indirecte. Toute augmentation de $n(NO)$ favorisé la production de NO_3^- qui a une perte assez faible. Cet ion va très difficilement former un autre ion négatif ce qui diminue la circulation dans le graphe et affecte donc indirectement les facteurs d'amplifications. Une étude complète des effets de la variation de $n(NO)$ sur les gains et sur les facteurs d'amplifications est présentée au tableau (II.5). Ce tableau montre que la transmittance totale vers NO_3^- augmente en fonction de $n(NO)$ tandis que la perte reste relativement inchangée. L'importance du chemin 77 et surtout celui du chemin 102 augmente avec $n(NO)$. Par contre celle du chemin 82 décroît considérablement lorsque $n(NO)$ augmente. Or nous constatons que le gain de ce chemin ne varie pas avec $n(NO)$, les facteurs d'amplification ne diminuent que très légèrement. Dès lors, la diminution relative de l'importance du chemin 82 provient de l'augmentation de celle des deux autres. On constate deux tendances contradictoires pour les chemins 77 et 102. Les gains g_k augmentent avec $n(NO)$ tandis que les facteurs d'amplification diminuent. Le bilan net reste cependant une augmentation de la transmittance de chacun de ces chemins en fonction de $n(NO)$. Cet exemple montre la complexité de l'interaction des différents circuits et chemins dans les mécanismes de formation des ions négatifs. Afin de pouvoir mieux visualiser la dépendance de la chimie des ions négatifs par rapport aux neutres minoritaires, nous avons effectué un balayage à partir du modèle de référence. Pour l'oxygène atomique nous avons multiplié la concentration du modèle de référence respectivement par 0.01, 0.1, 10 et 100 à toutes les altitudes afin de voir comment était affecté le profil général des concentrations n_e et n_- . La figure (II.18) montre qu'au-dessous de 70 km, le profil de la concentration électronique ainsi que les concavités qui apparaissent sont fortement influencés par $n(O)$. Cette dépendance diminue cependant dans les régions inférieures. Au-dessus de 75 km l'allure générale du profil de la concentration électronique n'est plus affectée par une variation de la

TABLEAU II.5 Caractéristiques du graphe pour NO_3^- en fonction de la concentration de NO à 65 km d'altitude.

$n(\text{NO})(\text{cm}^{-3})$	1×10^7	5×10^7	1×10^8	5×10^8
T_t	2.13	4.85	6.74	15.1
L	1.29×10^{-3}	1.34×10^{-3}	1.39×10^{-3}	1.80×10^{-3}
$\%_{77}$	17.4	21.2	21.6	22.3
g_{77}	2.09×10^{-6}	1.04×10^{-5}	2.10×10^{-5}	1.04×10^{-4}
Δ_{77}/Δ	1.78×10^5	9.87×10^4	7.05×10^4	3.24×10^4
T_{77}	0.372	1.03	1.48	3.38
$\%_{82}$	7.7	1.8	< 1.0	< 1.0
g_{82}	4.44×10^{-7}	4.42×10^{-7}	-	-
Δ_{82}/Δ	3.74×10^5	2.08×10^5	-	-
T_{82}	0.166	0.092	-	-
$\%_{102}$	48.5	59.3	60.9	62.4
g_{102}	2.78×10^{-6}	1.38×10^{-5}	2.78×10^{-5}	1.38×10^{-4}
Δ_{102}/Δ	3.74×10^5	2.08×10^5	1.48×10^5	682×10^4
T_{102}	1.04	2.88	4.11	9.43

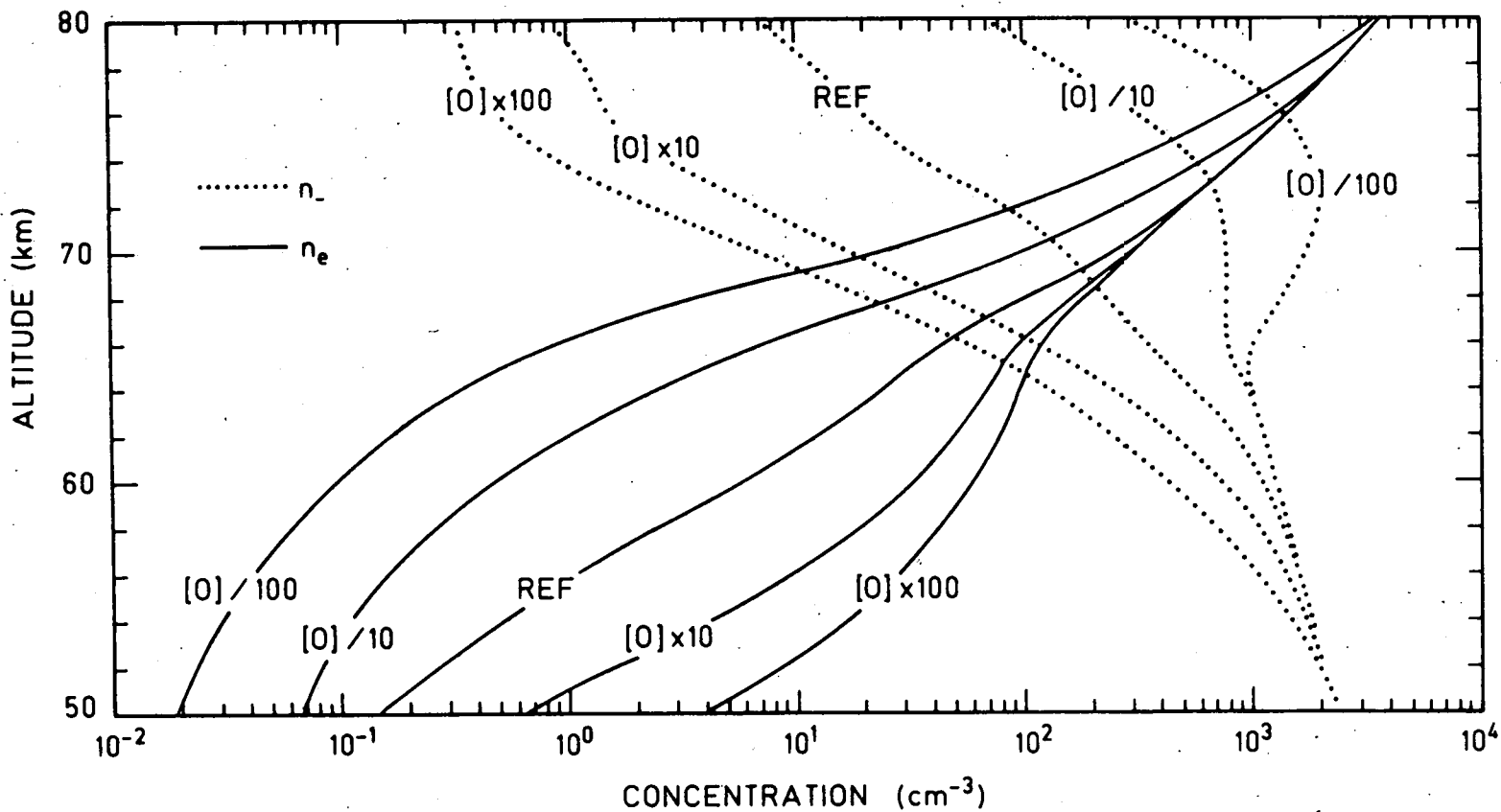


Fig. II.18.- Profil vertical de la concentration électronique et de la concentration totale des ions négatifs pour plusieurs valeurs de la concentration en oxygène atomique.

concentration en oxygène atomique. Par contre c'est à cette altitude que la concentration totale en ions négatifs est la plus dépendante de $n(0)$. Nous voyons également que les altitudes pour lesquelles la sensibilité à une variation de $n(0)$ est maximale ne sont pas les mêmes pour les électrons et pour les ions négatifs.

II.10 Réponse à une variation de la production

Les causes de la variation de la production à l'entrée du système, c'est-à-dire la variation de la production des paires électron-ion positif, sont multiples, elles ont été étudiées au chapitre I. La variation de la concentration de certains neutres minoritaires influence également la formation des paires.

Nous procéderons comme précédemment en n'étudiant que les états d'équilibre photochimique correspondant à diverses valeurs de γ . Nous avons porté sur la figure (II.19) les concentrations à l'équilibre photochimique des ions négatifs en fonction de la production γ , pour une altitude de 60 km. On voit apparaître un comportement différent pour deux "familles" de constituants. La "famille" composée des ions NO_3^- , NO_2^- et HCO_3^- varie moins en fonction de γ que la famille composée des ions CO_3^- , O_2^- , CO_4^- , O_3^- et des électrons. Ce comportement est d'autant plus inattendu que le coefficient de perte L_e'' (provenant de la recombinaison) est beaucoup plus grand que les L_j' pour les ions négatifs (neutralisation mutuelle). A priori ceci devrait impliquer un comportement différent de la réponse électronique et des réponses ioniques négatives. La complexité du problème est encore augmentée par le comportement des transmittances en fonction de γ . La figure (II.20) montre que la transmittance de HCO_3^- se comporte comme celles de la famille e, CO_3^- , O_2^- , CO_4^- et O_3^- alors que la réponse de HCO_3^- en concentration est analogue à celle de la famille NO_3^- , NO_2^- . Toute la perte de l'ion HCO_3^- est causée par la neutralisation mutuelle. Dès lors la variation de la concentration $n(\text{HCO}_3^-)$ en fonction de γ résulte d'un effet combiné de la transmittance et de la perte. La perte de NO_2^- par contre ne varie

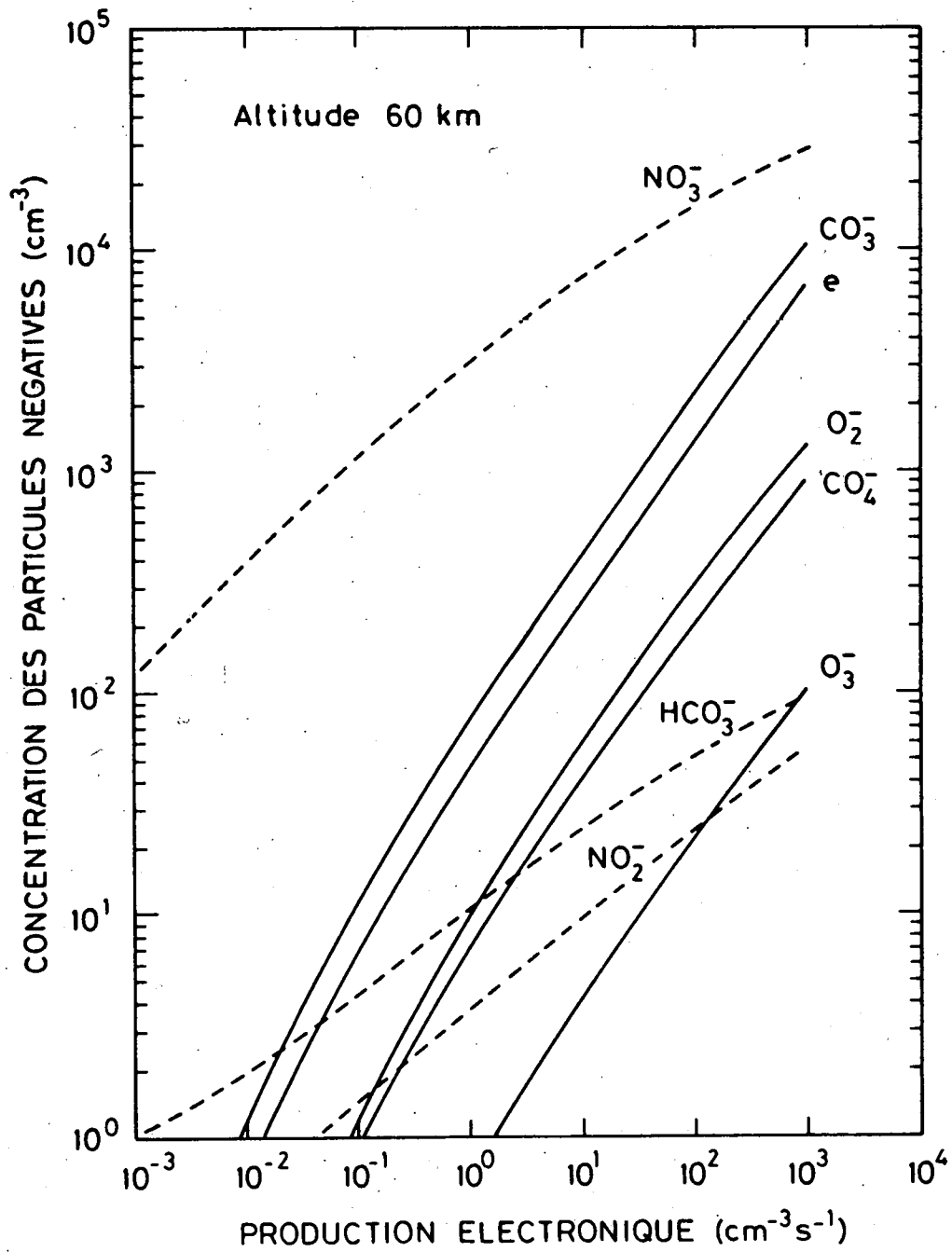


Fig. II.19.- Variation de la concentration des ions négatifs et électrons en fonction d'une variation de la production à l'entrée du système (γ_e).

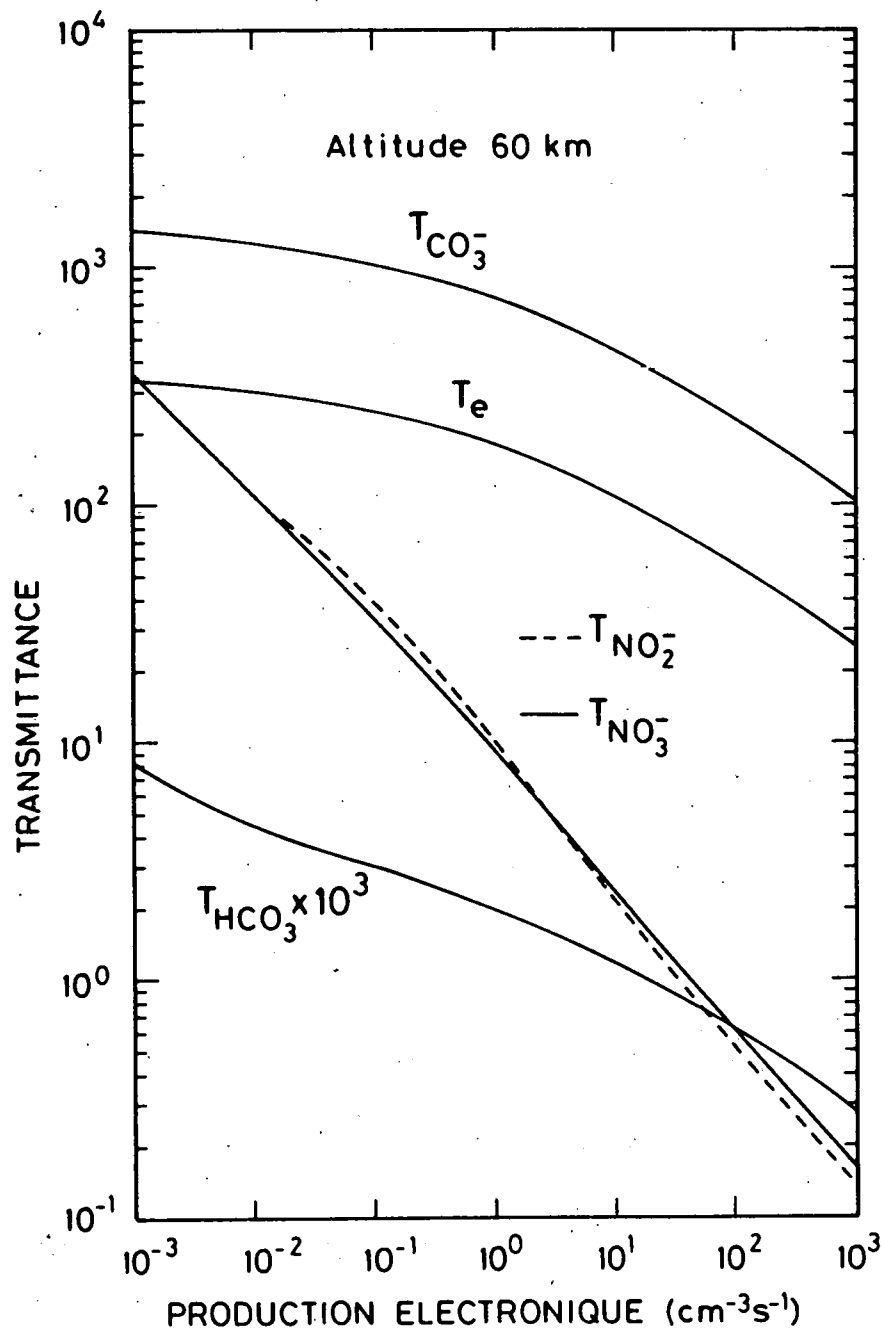


Fig. II.20.- Variation des transmittances des ions négatifs et électrons en fonction de γ_e .

pas avec γ , $L_{\text{NO}_2^-} = 2.35 \text{ s}^{-1}$ pour toutes les valeurs de γ comprises entre 10^{-3} et $10^3 \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1})$ à 60 km. La perte de NO_3^- par contre est légèrement affectée par une telle augmentation de γ . $L_{\text{NO}_3^-}$ passe de $2.88 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ à $5.70 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$. Cette variation de $L_{\text{NO}_3^-}$ peut sembler négligeable, elle fournit cependant une partie de l'explication cherchée. Le tableau (II.6) montre en fonction de γ la valeur de $L''_{\text{NO}_3^-}/L_{\text{NO}_3^-}$, $L_{(\text{NO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^-)}/L_{\text{NO}_3^-}$, et $L_{(\text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-)}/L_{\text{NO}_2^-} \cdot L_{(i \rightarrow j)}$ indique la perte de i par les réactions conduisant à j . La valeur du circuit (C) $\text{NO}_2^- \rightleftharpoons \text{NO}_3^-$ est également reprise au tableau (II.6). Nous voyons que 99% de la perte de NO_2^- sert à la production de NO_3^- quelle que soit la valeur de γ . Par contre l'importance de la neutralisation mutuelle par rapport aux autres pertes de NO_3^- passe de 0.3% à 50% lorsque γ varie de $10^{-3} \text{ (cm}^{-3} \text{ sec}^{-1})$ à $10^3 \text{ (cm}^{-3} \text{ sec}^{-1})$. Il en résulte une diminution de moitié de $L_{(\text{NO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^-)}/L_{\text{NO}_3^-}$, ce qui affecte la valeur du circuit C.

Nous savons que les chemins majoritaires de production de e , CO_3^- , O_2^- , CO_4^- et O_3^- ne passent ni par NO_3^- ni par NO_2^- . Il résulte de la définition de Δk dans les règles de Mason que l'effet du circuit C sera comptabilisé pour ces chemins majoritaires. En effet C n'est pas touché par les chemins k considérés. Par contre les facteurs Δ_ℓ/Δ pour les ions NO_3^- et NO_2^- ne contiendront pas la valeur numérique associée à C. Il en résulte un comportement des transmittances de NO_2^- et NO_3^- différent de celui des autres ions négatifs. Il reste cependant à expliquer pourquoi toutes les autres transmittances se comportent de manière identique. L'explication doit à nouveau être cherchée dans le rôle joué par les circuits. Lorsque γ passe de 10^{-3} à $10^3 \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1})$ L''_e/L_e passe de 10^{-4} à 0.34 alors que toutes les autres valeurs de L''_j/L_j restent inférieures à 10^{-2} pour $\gamma = 10^3 \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1})$ avec $j = \text{CO}_3^-$, CO_4^- , O_2^- , O_3^- . La valeur de L_e varie entre 3.98 s^{-1} et 4.12 s^{-1} . C'est à nouveau cette très faible variation qui va influencer la valeur des Δk . Tous les circuits passant par e sont affectés par cette variation. Or tous les chemins de production des ions O_2^- , O_3^- , CO_4^- et CO_3^- passent par e , entrée unique du système. Ils touchent donc les mêmes circuits, affectés par la variation L''_e/L_e , que ceux touchés par la production directe des électrons. Ceci conduit aux comportements similaires des transmittances pour cette famille.

TABLEAU II.6 Pertes relatives de NO_3^- et NO_2^-

Y	$\frac{L''_{\text{NO}_3^-}}{L_{\text{NO}_3^-}}$	$\frac{L_{(\text{NO}_3^- \rightarrow \text{NO}_2^-)}}{L_{\text{NO}_3^-}}$	$\frac{L_{(\text{NO}_2^- \rightarrow \text{NO}_3^-)}}{L_{\text{NO}_2^-}}$	C
10^{-3}	0.003	0.99	0.99	0.98
10^{-2}	0.01	0.98	0.99	0.97
10^{-1}	0.02	0.97	0.99	0.96
10^0	0.06	0.93	0.99	0.92
10^1	0.14	0.85	0.99	0.84
10^2	0.29	0.71	0.99	0.70
10^3	0.50	0.50	0.99	0.495

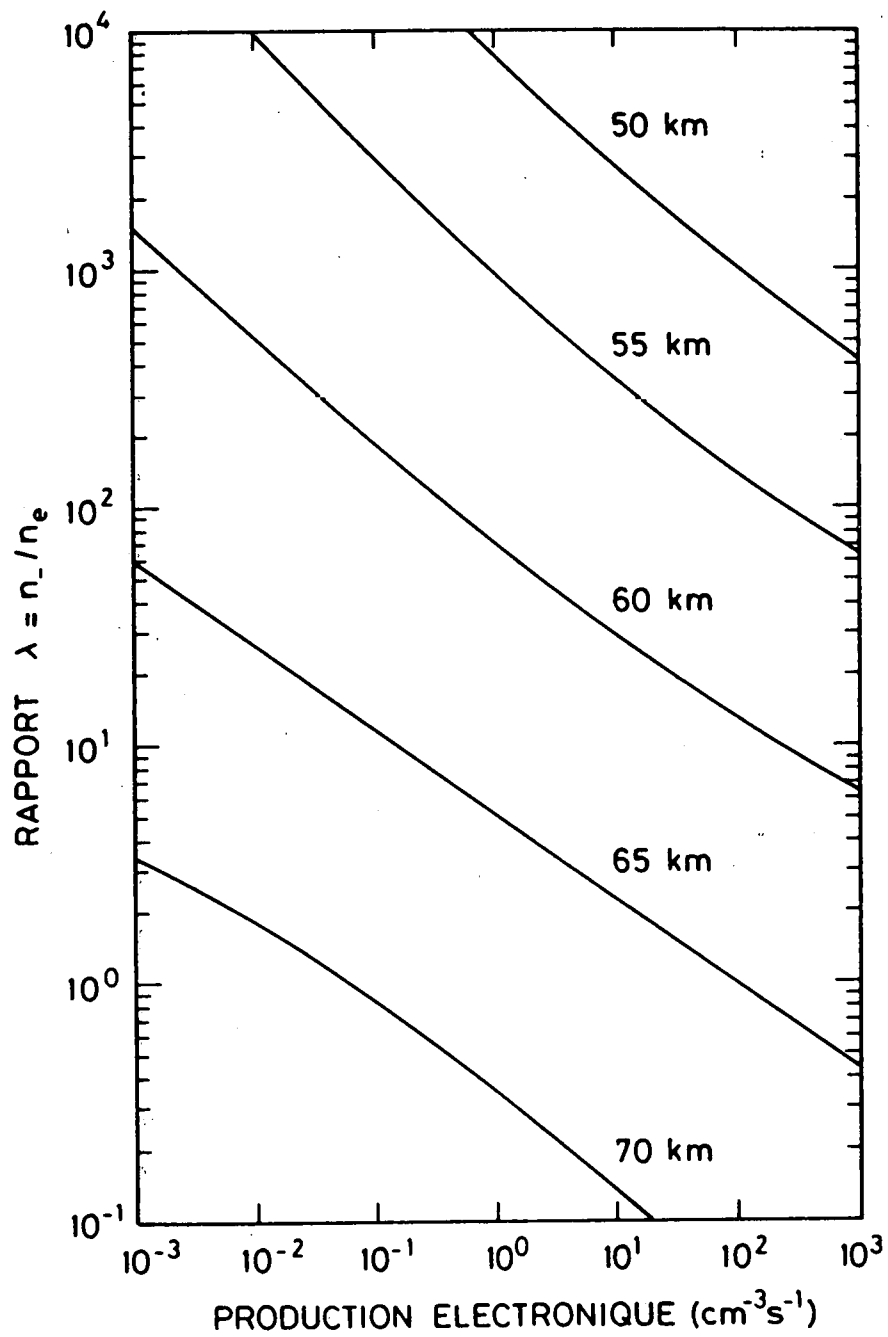


Fig. II.21.- Variation du rapport λ en fonction de la production électronique à l'entrée du système (γ_e).

Les chemins de production de HCO_3^- , NO_3^- et NO_2^- passent également par le sommet "e". Les effets décrits plus haut viennent s'ajouter à ceux qui affectent l'entrée du système. Il est remarquable que presque toute la non linéarité du modèle réside dans sa capacité à transférer de manière sélective une production depuis l'entrée du système jusqu'au constituant considéré. Tout ce passe comme si la non linéarité avait pour effet de s'opposer à la variation présente à l'entrée du système. Le système diminue sa capacité de transfert lorsque γ augmente, il l'augmente lorsque γ diminue.

La réponse différente des deux familles d'ions précitées à une variation de γ rend λ dépendant de γ et inverse éventuellement certaines importances relatives des concentrations ioniques. Toute augmentation de γ est accompagnée d'une diminution de λ . Ceci est vrai à toutes les altitudes comme le montre la figure (II.21). La variation des importances relatives est de nature à compliquer fortement l'interprétation des données expérimentales. Il faut en effet connaître γ au moment de la mesure in situ des ions négatifs pour pouvoir effectuer une comparaison avec un modèle. Cette remarque est particulièrement importante en zone polaire au moment où la précipitation des particules augmente considérablement les valeurs de γ . L'ordre de grandeur utilisé pour la variation de γ est loin d'être irréaliste, au contraire la production peut dans certain cas dépasser largement notre valeur maximale de $10^3 \text{ (cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$.

II.11 Réponse à une variation de NO

La concentration du monoxyde d'azote intervient à la fois comme variable endogène et exogène dans notre modèle. Ces deux effets sont contradictoires, en effet, nous savons que toute augmentation de la concentration en monoxyde d'azote provoque une augmentation de la production γ . L'augmentation de γ à son tour induit une diminution de λ . Par contre la même augmentation viendra influencer les réactions chimiques dans le sens d'une augmentation de λ . Le premier effet ne se fera sentir qu'aux altitudes où la production γ sera entièrement dominée

par le rayonnement Lyman α , c'est-à-dire au-dessus de 70 km. A ces altitudes les valeurs de λ sont inférieures à l'unité. Dès lors, du point de vue de la concentration électronique deux régions distinctes vont apparaître. Celle pour laquelle l'effet d'une variation du monoxyde d'azote sera dominante au niveau de γ et pour laquelle toute augmentation de NO conduira à une augmentation de la concentration électronique, l'autre pour laquelle l'effet de NO influencera essentiellement les réactions chimiques, avec comme conséquence une diminution de la concentration électronique lorsque $n(\text{NO})$ augmente. Partant du profil de NO utilisé dans le modèle de référence nous avons effectué des balayages sur les valeurs de NO de manière à couvrir la zone de concentration comprises entre $n(\text{NO}) \times 0.01$ et $n(\text{NO}) \times 100$. On couvre ainsi assez convenablement l'ensemble des valeurs de $n(\text{NO})$ discutées au chapitre I.

La figure (II.22), montre en fonction de l'altitude l'effet d'une telle variation sur la concentration électronique et sur la concentration ionique négative totale. On voit apparaître les deux régions avec une zone de transition pour n_e centrée autour de 67 km. Il est à remarquer que la dépendance maximale des concentrations, par rapport à une variation de la concentration du monoxyde d'azote, ne se fait pas à la même altitude pour n_e et pour n_- . Cette différence de sensibilité entre les électrons et les ions négatifs était déjà apparue dans l'étude de la réponse en concentration à une variation de l'oxygène atomique.

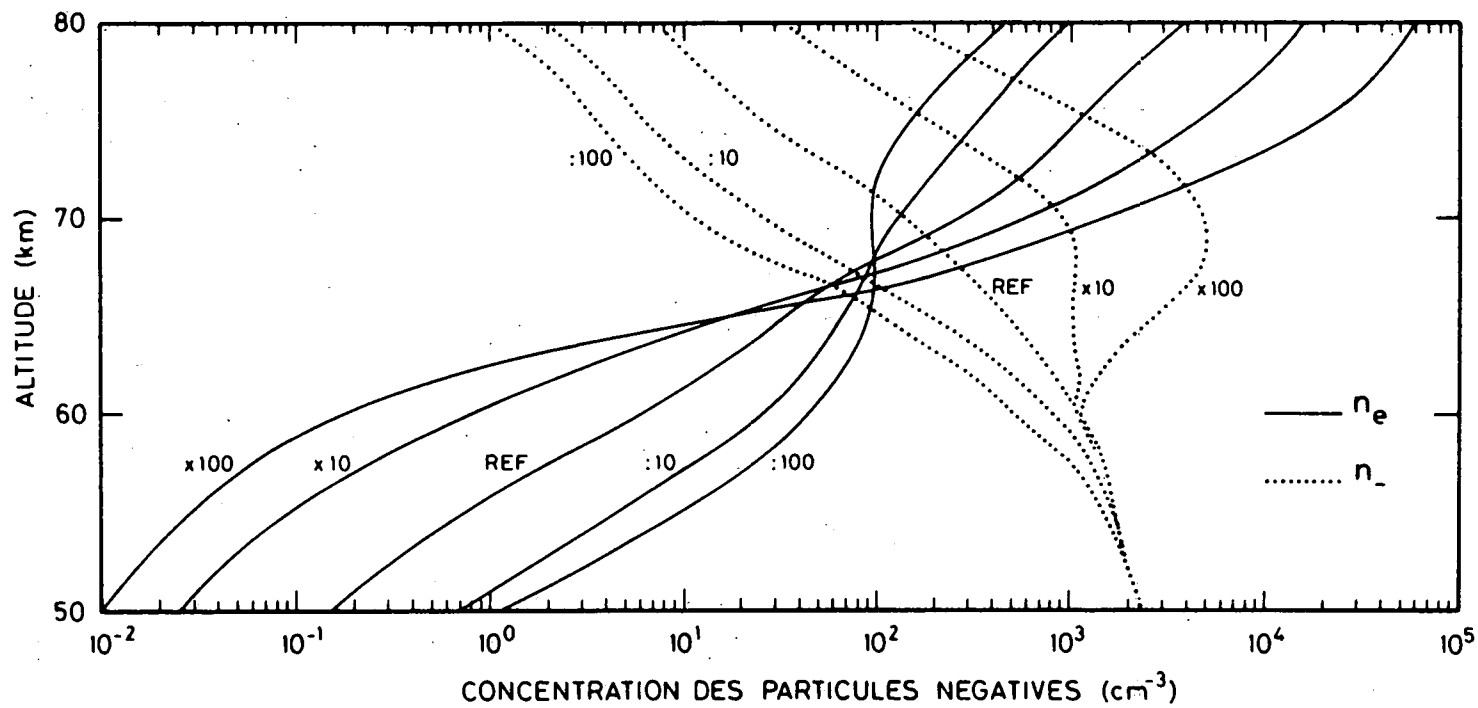


Fig. II.22.- Profil vertical de la concentration électronique et de la concentration totale des ions négatifs pour plusieurs valeurs de la concentration en monoxyde d'azote.

CHAPITRE III

MODELE EQUIVALENT

III.1. Introduction

Une étude détaillée de la région D exige de considérer une équation de continuité (conservation de la masse) pour chaque espèce chargée comme nous l'avons fait au chapitre précédent. La théorie des graphes nous a permis d'analyser les mécanismes de transfert entre les différentes espèces. Pour étudier l'interaction d'une onde électromagnétique avec ce milieu ionisé, il est difficilement concevable de retenir une équation de continuité pour chaque type d'ion positif ou négatif, car à cet ensemble d'équations il faudra encore associer les équations de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie.

Dès lors, en utilisant la théorie des graphes, nous établirons dans ce chapitre un modèle ionosphérique équivalent au modèle de référence. Ce modèle équivalent doit avoir les mêmes propriétés électriques globales et être capable de représenter correctement les concentrations des électrons de l'ensemble des ions positifs et de l'ensemble des ions négatifs.

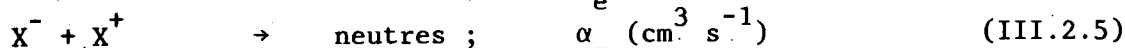
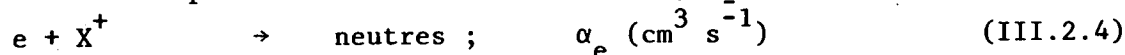
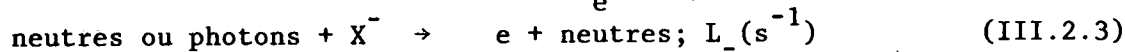
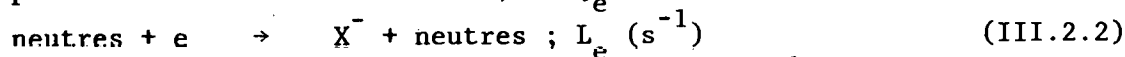
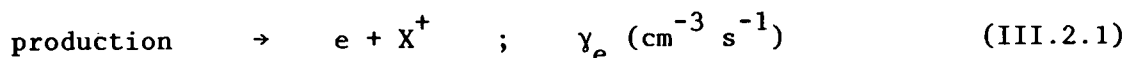
III.2. Structure du modèle équivalent

Comme la région D de l'ionosphère terrestre est composée d'électrons, de divers ions négatifs et de divers ions positifs, il est logique d'essayer d'établir un modèle équivalent caractérisé par trois types de particules.

Les électrons devront avoir la même concentration que dans le modèle de référence du chapitre II. Ensuite, nous considérons un seul type d'ion négatif X^- dont la concentration est égale à la somme des

concentrations de tous les ions négatifs du modèle de référence. Finalement, un seul type d'ion positif X^+ devra à la fois assurer l'électroneutralité et représenter la somme des concentrations de tous les ions positifs du modèle de référence du chapitre II.

En tenant compte des productions externes de paires ions positifs -électrons γ_e ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), les trois espèces chargées e , X^- et X^+ du modèle équivalent peuvent uniquement intervenir dans les cinq types de réactions suivantes :



où la production γ_e à l'entrée du système est un paramètre externe calculable en fonction des conditions géophysiques et où les coefficients de réaction L_e , L_- , α_e et α_- correspondent aux réactions fictives (III.2.2) à (III.2.5) entre les électrons e , l'ion fictif X^- et l'ion X^+ . Le schéma réactionnel de ce modèle équivalent est représenté sur la figure (III.1). Par définition, la concentration n_+ est la somme des concentrations n_j de toutes les espèces j d'ions positifs,

$$n_+ = \sum_j n_j \quad (\text{III.2.6})$$

De la même manière, les i espèces d'ions négatifs correspondent à une concentration totale n_- donnée par

$$n_- = \sum_i n_i^- \quad (\text{III.2.7})$$

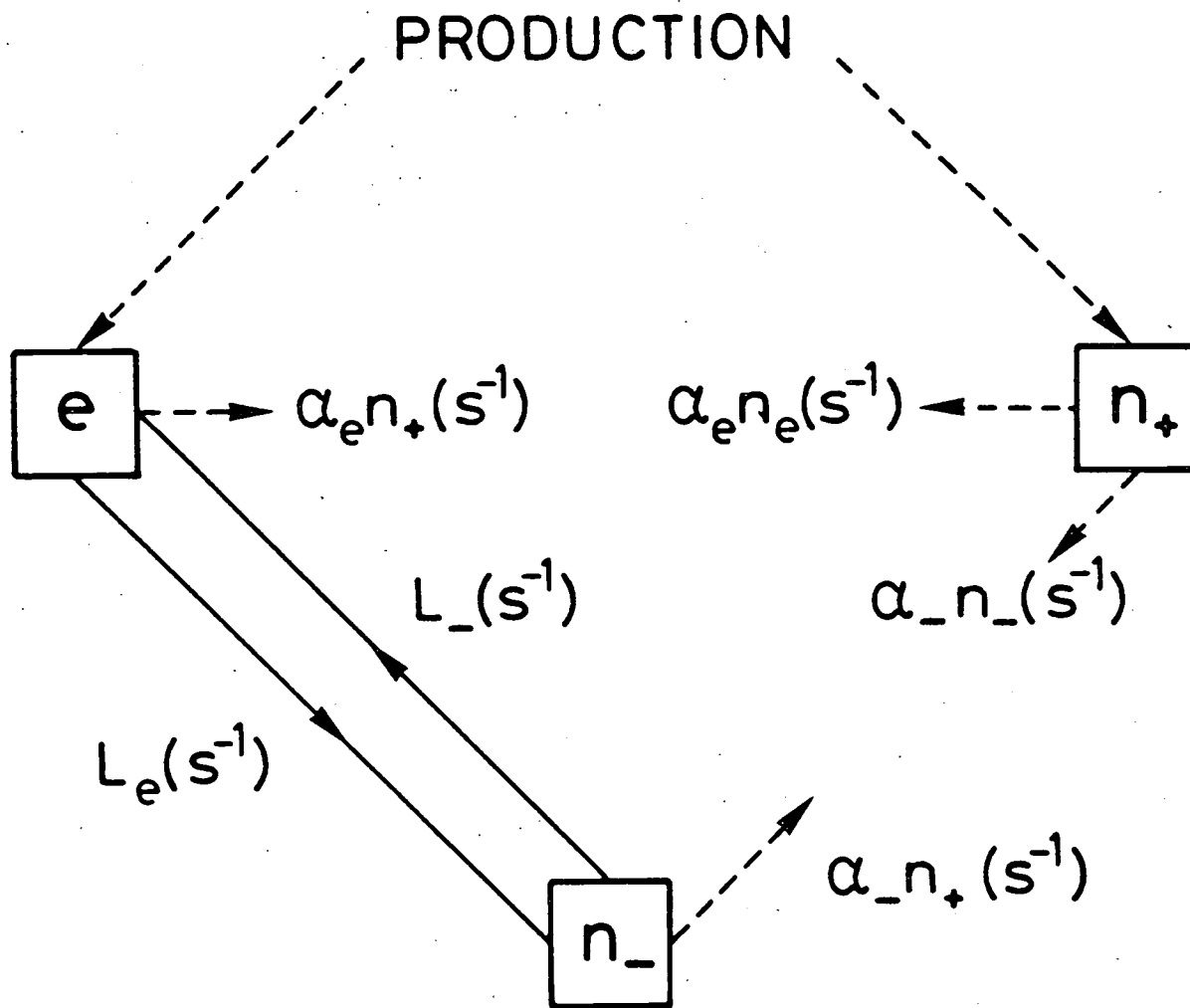


Fig. III.1.- Schéma réactionnel du modèle équivalent.

Si, n_e , est la concentration électronique, l'électroneutralité du plasma ionosphérique impose la condition

$$n_+ = n_e + n_-$$

ou

$$n_+ = (\lambda + 1) n_e \quad (\text{III.2.8})$$

et $\lambda = n_-/n_e$ représente le rapport entre l'ensemble des ions négatifs de concentration n_- et la concentration électronique.

La structure du modèle équivalent de la figure (III.1) sera parfaitement déterminée, s'il est possible de calculer les coefficients de réactions L_e , L_- , α_e et α_- des processus (III.2.2) à (III.2.5). Ces coefficients ont d'ailleurs une réelle signification physique. Ainsi, L_e représente la perte des électrons par détachement collisionnel ou par photodétachement. Les coefficients α_e et α_- sont respectivement les coefficients moyens de recombinaison entre électrons et ions positifs d'une part, et entre ions négatifs et positifs d'autre part.

Les réactions (III.2.1) à (III.2.5) permettent d'écrire trois équations de continuité pour les électrons (concentration n_e), l'ensemble des ions négatifs (concentration n_-) et l'ensemble des ions positifs (concentration n_+) sous la forme

$$\frac{dn_e}{dt} = \gamma_e + L_- n_- - L_e n_e - \alpha_e n_e n_+ \quad (\text{III.2.9})$$

$$\frac{dn_-}{dt} = L_e n_e - L_- n_- - \alpha_- n_- n_+ \quad (\text{III.2.10})$$

et

$$\frac{dn_+}{dt} = \gamma_e - \alpha_e n_e n_+ - \alpha_- n_- n_+ \quad (\text{III.2.11})$$

Ce système de trois équations peut remplacer le grand système décrit au chapitre II à condition d'évaluer correctement les coefficients de pertes équivalentes L_e et L_- ainsi que les coefficients moyens de recombinaisons α_e et α_- entre les espèces de charges électriques opposées.

III.3. Détermination des paramètres réactionnels

En désignant par α_{ej} le coefficient de recombinaison entre un électron et un ion positif j de concentration n_j^+ , le coefficient moyen α_e s'exprime immédiatement par l'expression

$$\alpha_e = \left(\sum_j \alpha_{ej} n_j^+ \right) / \sum_j n_j^+ \quad (\text{III.3.1})$$

Si α_{ij} est le coefficient de la recombinaison entre l'ion négatif i de concentration n_i^- et l'ion positif j de concentration n_j^+ , le coefficient moyen α_- est donné par

$$\alpha_- = \left(\sum_i \sum_j \alpha_{ij} n_j^+ n_i^- \right) / \left(\sum_i \sum_j n_j^+ n_i^- \right) \quad (\text{III.3.2})$$

Notons que (III.3.1) est un cas particulier de (III.3.2) lorsque toutes les particules négatives i sont des électrons.

Si les coefficients moyens de recombinaison sont directement obtenus par des moyennes pondérées des coefficients individuels de recombinaison, il n'en va pas de même pour les coefficients L_e et L_- qui peuvent résulter de plusieurs circuits entre les électrons et les ions négatifs, ainsi que le montre la figure (III.1).

Une conséquence des possibilités de recyclage entre les ions négatifs et les électrons est qu'il est très difficile à partir des schémas réactionnels détaillés du chapitre I d'évaluer des valeurs moyennes pour le schéma équivalent de la figure (III.1). Par contre, la théorie des graphes telle qu'elle est appliquée au chapitre II permet un calcul absolument rigoureux de L_e et L_- , quelle que soit la complexité du graphe de l'ensemble des réactions chimiques.

Dans le cas du schéma de la figure (III.1), la production électronique P_e est égale à la production externe γ_e augmentée de l'effet de la réaction (III.3) (photodétachement ou détachement collisionnel) c'est-à-dire

$$P_e = \gamma_e + L_- n_- \quad (\text{III.3.3})$$

D'autre part, dans un système à une seule entrée, la théorie des graphes (voir II.4.11) montre que la production P_e est liée à la transmittance $T_{IN,e}$ de l'entrée IN vers l'électron e par

$$P_e = \gamma_e \times T_{IN,e} \quad (\text{III.3.4})$$

Les expressions (III.3.3) et (III.3.4) permettent d'écrire le coefficient moyen L_- des pertes des ions négatifs sous la forme

$$L_- = \gamma_e (T_{IN,e} - 1) / n_- \quad (\text{III.3.5})$$

Comme la transmittance $T_{IN,e}$ est calculable par les règles de Mason du chapitre II, l'expression (III.3.5) fournit une valeur L_- entièrement compatible avec un graphe chimique détaillée qui est réduit à celui de la figure (III.1).

Dans le cas de l'équilibre photochimique la production des électrons P_e est aussi égale à la somme des pertes dues aux réactions (III.2.2) et (III.2.4), c'est-à-dire

$$P_e = n_e L_e + \alpha_e n_e n_+ \quad (\text{III.3.6})$$

En utilisant à nouveau (III.3.4), l'équation (III.3.6) fournit une expression pour le coefficient moyen L_e des pertes des électrons sous la forme

$$L_e = (\gamma_e \times T_{IN,e}) / n_e - \alpha_e n_+ \quad (\text{III.3.7})$$

L'élimination de la transmittance entre (III.3.5) et (III.3.7) donne comme expression du rapport $\lambda = n_-/n_e$

$$\lambda = [L_e - (\gamma_e/n_e) + \alpha_e n_e]/(L_- - \alpha_e n_e) \quad (\text{III.3.8})$$

ou

$$\lambda = \frac{L_e}{L_-} \left[1 + \frac{n_e (1+\lambda)\alpha_e}{L_-} \right]^{-1} \quad (\text{III.3.9})$$

Pour les conditions de l'équilibre photochimique, l'ensemble des réactions (III.2.1) à (III.2.5) conduit à une concentration électronique telle que

$$n_e^2 = \gamma_e / [(1 + \lambda)(\alpha_e + \lambda\alpha_-)] \quad (\text{III.3.10})$$

Ainsi l'utilisation des graphes de transfert permet de calculer la transmittance $T_{IN,e}$ dans le modèle de référence et ensuite les coefficients L_e et L_- indispensables pour l'application du modèle équivalent.

III.4. Le modèle équivalent au modèle de référence

Les coefficients intervenant dans le modèle équivalent sont donnés au tableau (III.1). Le coefficient de recombinaison α_- entre ions négatifs et positifs n'est pas repris au tableau (III.1) car tous les α_{ij} de l'expression (III.3.2) ont la même valeurs dans le modèle de référence. Dès lors, α_- vaut $6 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et est indépendant de l'altitude.

Les autres paramètres du modèle équivalent sont présentés au tableau (III.2) pour lequel le rapport $\lambda = n_-/n_e$ est calculé par l'expression (III.3.9). En examinant les valeurs numériques des tableaux (III.1) et (III.2) on constate qu'une excellente approximation pour λ est donnée par la relation

$$\lambda = L_e/L_- = n_-/n_e \quad (\text{III.4.1})$$

TABLEAU III.1 Coefficients effectifs du modèle équivalent

$z(\text{km})$	$\gamma_e (\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$	$L_e (\text{s}^{-1})$	$L_-(\text{s}^{-1})$	$\alpha_e (\text{cm}^3 \text{s}^{-1})$
50	3.20 (-1) [*]	4.65 (+1)	2.89 (-3)	3.00(-6)
55	1.73 (-1)	1.38 (+1)	5.79 (-3)	3.00 (-6)
60	9.94 (-2)	3.98 (0)	2.13 (-2)	3.00 (-6)
65	6.19 (-2)	1.08 (0)	8.11 (-2)	2.99 (-6)
70	3.23 (-1)	2.71 (-1)	4.78 (-1)	2.95 (-6)
75	3.11 (0)	5.24 (-2)	2.23 (0)	2.34 (-6)
80	1.11 (1)	1.16 (-2)	4.99 (0)	7.34 (-7)

* 3.20 (-1) correspond à 3.20×10^{-1}

TABLEAU III.2 Paramètres du modèle équivalent.

$z(\text{km})$	$T_n(\text{K})$	$n_e(\text{cm}^{-3})$	$\lambda = n_-/n_e$	$m_+(\text{amu})$	$m_-(\text{amu})$
50	271	1.50 (-1)*	1.53 (4)	55	61
55	261	7.20 (-1)	2.34 (3)	55	61
60	247	6.11 (0)	1.86 (2)	54	61
65	233	3.39 (1)	1.34 (1)	53	61
70	220	2.64 (2)	5.67 (-1)	48	61
75	208	1.14 (3)	3.25 (-2)	42	55
80	198	3.86 (3)	2.32 (-3)	32	39

* 1.50 (-1), correspond à 1.50×10^{-1}

Cette expression montre que le rapport λ est essentiellement contrôlé par les processus d'attachement et de détachement des électrons. La distribution verticale de tous les coefficients effectifs de perte des électrons est représentée sur la figure (III.2). Il apparaît clairement que la recombinaison entre électrons et ions positifs ($\alpha_e n_+$) est négligeable dans la gamme d'altitude où les ions négatifs jouent un rôle important. Dès lors, la relation (III.4.1) sera d'une grande utilité dans les chapitres suivants, car elle exprime de façon simple l'échange continu entre électrons et ions négatifs lorsque ces derniers influencent la structure de la région D.

III.5. Influence des paramètres extérieurs sur le modèle équivalent

Au chapitre II, nous avons étudié les réponses du modèle de référence aux variations externes telles que la production électronique à l'entrée du système et les variations de certains constituants neutres.

Il est utile de voir comment le modèle équivalent réagit à ces variations et en particulier comment les paramètres L_e et L_- peuvent varier en fonction des conditions géophysiques.

La figure (III.3) montre la variation à 65 km d'altitude des valeurs de L_e et L_- en fonction d'une variation de l'oxygène atomique. Comme la perte des électrons se fait essentiellement vers l'ion O_2^- et est contrôlée par les constituants majoritaires, on doit s'attendre à une faible variation de L_e en fonction d'une éventuelle variation d'un constituant neutre minoritaire tel que l'oxygène atomique. Cet aspect est clairement indiqué sur la figure (III.3). Par contre, les mécanismes de perte des ions négatifs dépendent fortement des circuits décrits au chapitre II, c'est-à-dire des concentrations des neutres minoritaires. Ainsi la figure (III.3) montre une forte variation de L_- en fonction de la concentration en oxygène atomique et la variation de la concentration électronique résulte en fait de la variation de L_- .

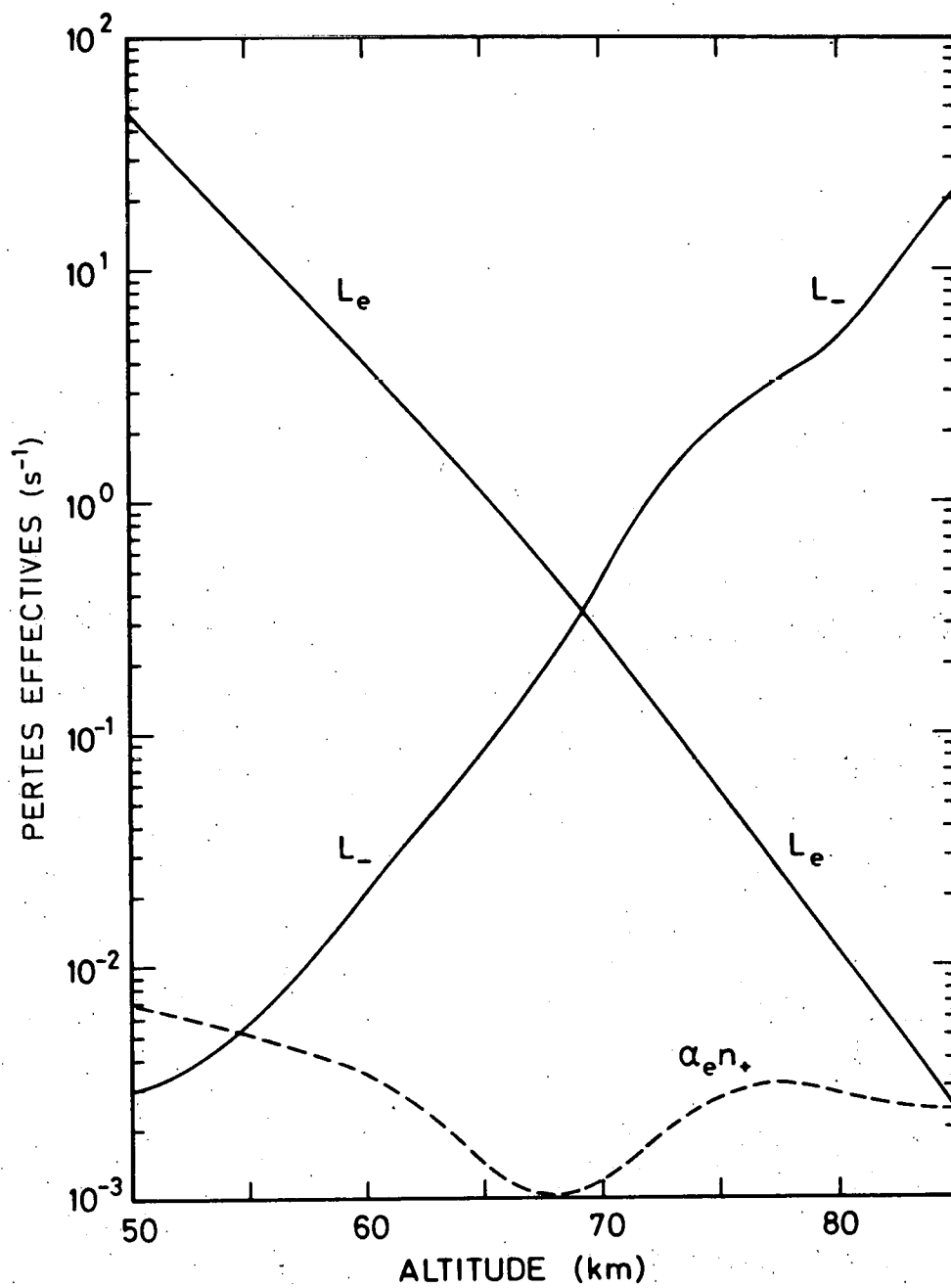


Fig. III.2.- Distribution verticale des coefficients effectifs de perte du modèle équivalent.

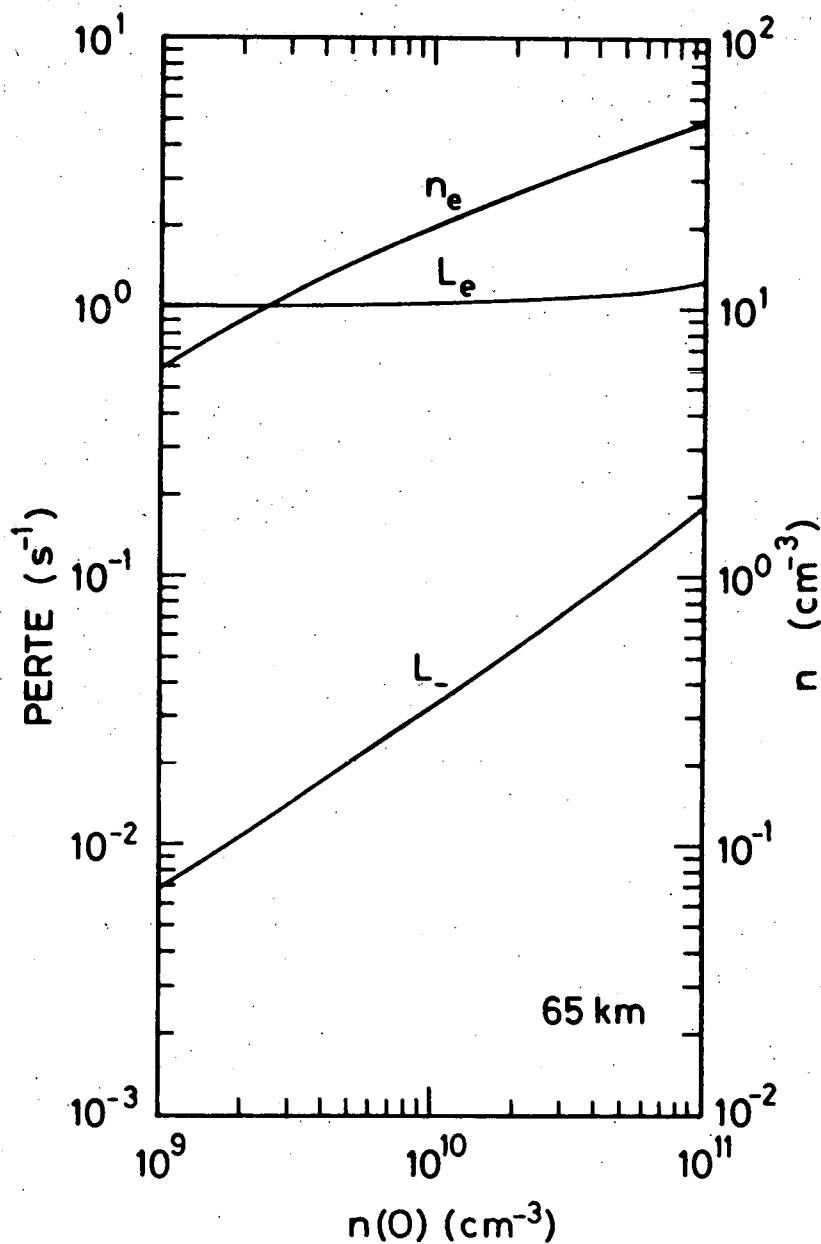


Fig. III.3. - Variation des coefficients effectifs L_e et L_- et de la concentration électronique en fonction de la concentration en oxygène atomique.

Des conclusions analogues sont obtenues si l'on fait varier la production électronique γ_e à l'entrée du système. Les résultats de la figure (III.4) correspondent aux altitudes où les ions négatifs sont importants. A nouveau L_e est pratiquement constant mais L_- augmente fortement, avec la production extérieure γ_e .

Si l'on se place au niveau de l'approximation (III.4.1) on constate que toutes les variations de $\lambda = n_-/n_e$, quelle que soit leur origine, se traduisent dans le modèle équivalent par des variations du coefficient de perte L_- des ions négatifs.

Le modèle équivalent sera utilisé dans la suite de ce travail. Il présente l'avantage d'être simple et de contenir l'essentiel du modèle de référence. Sa construction a été possible uniquement par l'application des graphes de transfert qui, grâce à la notion de transmittance, permettent de condenser l'information dans les coefficients de perte L_e et L_- .

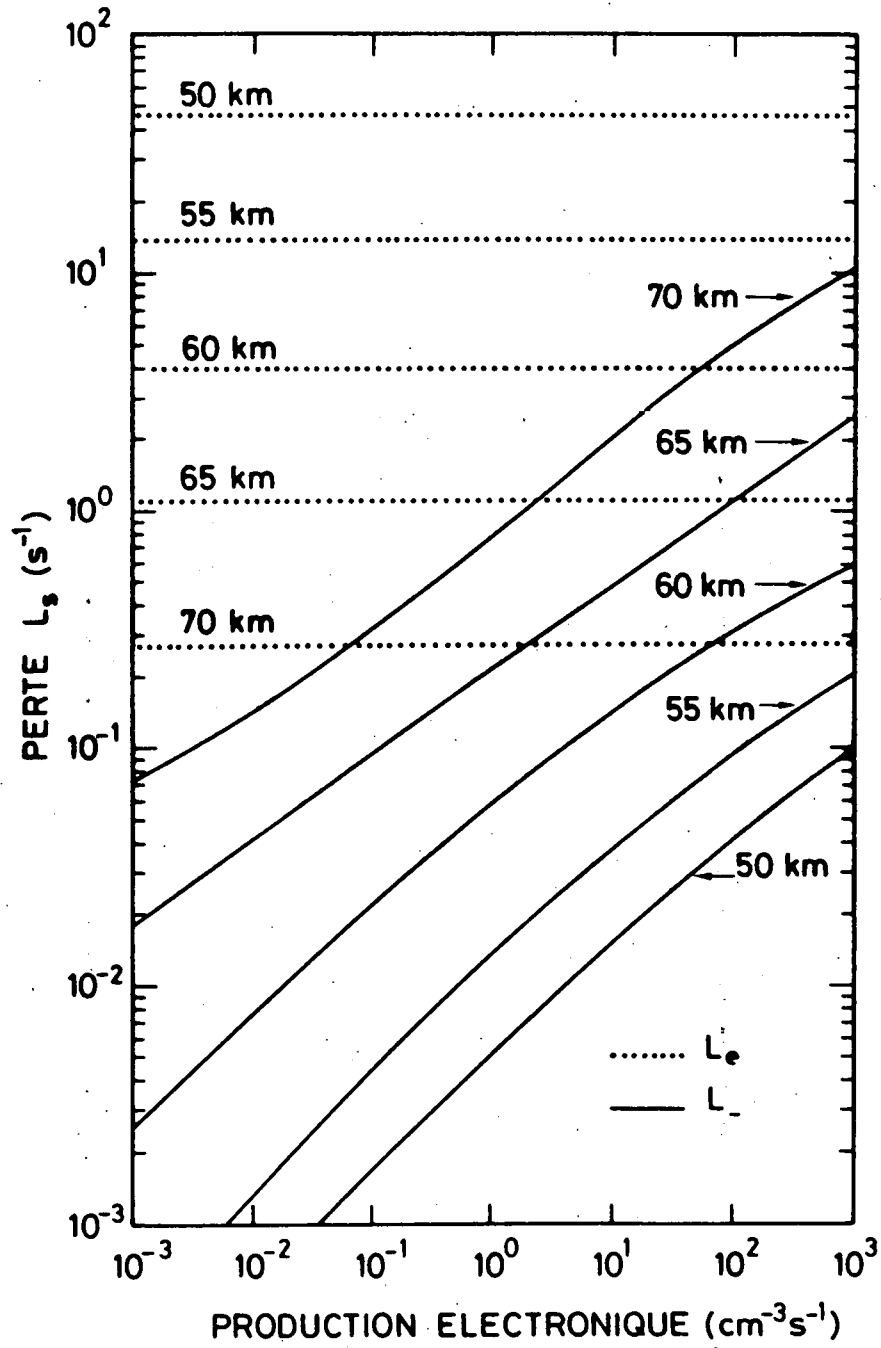


Fig. III.4.- Variation des coefficients effectifs L_e et L_- en fonction de la production électronique γ_e à l'entrée du système pour des altitudes de 50 km à 70 km.

CHAPITRE IV

FLUCTUATION AUTOUR DE L'EQUILIBRE PHOTOCHEMIQUE

IV. Introduction

Nous avons analysé aux chapitres précédents la formation de la région D et nous avons montré l'influence de nombreux paramètres sur les valeurs prises par les concentrations à l'équilibre photochimique. Nous avons également souligné le rôle fondamental joué par les circuits de réactions chimiques dans les mécanismes de production électronique. Afin de permettre un traitement plus aisé nous avons défini un modèle équivalent permettant de résumer le modèle de référence en un modèle beaucoup plus simple, mais contenant toutes les caractéristiques essentielles du modèle complet. En vue de l'étude qui sera faite dans les derniers chapitres, à savoir la possibilité d'obtenir des mesures expérimentales de la région D à partir de radars à diffusion incohérente, il nous faut encore voir comment le système chimique peut fluctuer autour de son équilibre et quelles sont les caractéristiques de cette fluctuation. Cette étude se limitera à la fluctuation du modèle équivalent puisque seul ce dernier sera utilisé dans les chapitres ultérieurs.

IV.2. Spectre de puissance de la fluctuation chimique

D'après l'analyse faite au chapitre III, les valeurs numériques des coefficients équivalents de perte L_e et L_- sont largement supérieures à celles des coefficients de recombinaison α_e et α_- . De plus, n_L est largement supérieur à la production à l'entrée γ_e . Nous pouvons dès lors, connaissant les valeurs d'équilibre des concentrations électroniques et ioniques négatives, limiter l'étude, en première approximation, aux deux équations de continuité suivantes

$$\begin{aligned}\frac{dn_e}{dt} &= -L_e n_e + L_- n_- \\ \frac{dn_-}{dt} &= L_e n_e - L_- n_-\end{aligned}\tag{IV.2.1}$$

Les relations (IV.2.1) sont valables dans le domaine d'altitude pour lequel

$$\lambda = L_e/L_- = n_-/n_e\tag{IV.2.2}$$

Le système (IV.2.1) peut encore être écrit sous la forme matricielle

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} n_e \\ n_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -L_e & L_- \\ L_e & -L_- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n_e \\ n_- \end{pmatrix}\tag{IV.2.3}$$

On peut aisément montrer que le déterminant de la matrice apparaissant dans (IV.2.3) est nul. Une des valeurs propres, au moins, de cette matrice doit être nulle et le vecteur propre correspondant conduit à l'expression

$$n_- = (L_e/L_-)n_e\tag{IV.2.3}$$

qui correspond à la relation d'équilibre existant entre la concentration électronique et celle des ions négatifs. Il existe cependant un autre vecteur propre conduisant à la relation

$$n_e = -n_-\tag{IV.2.5}$$

qui correspond à la valeur propre non nulle

$$a = -(L_e + L_-)\tag{IV.2.6}$$

Ceci permet d'identifier la relation (IV.2.5) et le vecteur propre correspondant comme un mode fluctuant.

Nous pouvons dès lors décomposer les concentrations n_s en une partie décrivant l'équilibre, notée par un indice o, auquel vient se superposer une partie fluctuante

$$n_s = n_{s0} + n'_s \quad (\text{IV.2.7})$$

où l'indice s représente soit l'électron e, soit l'ion négatif -. Les relations existantes entre n_{s0} sont données par (IV.2.4) celles existantes entre n'_s sont données par (IV.2.5). En considérant uniquement la partie fluctuante autour de l'équilibre nous pouvons écrire, d'après (IV.2.1) au (IV.2.6)

$$\frac{dn'_e}{dt} = - (L_e + L_-) n'_e \quad (\text{IV.2.8})$$

ce qui conduit à

$$n'_e(t+\Delta t) = n'_e(t) \exp[-(L_e + L_-)\Delta t] \quad (\text{IV.2.9})$$

En multipliant (IV.2.9) par $n'_e(t)$ et en intégrant nous obtenons la fonction d'autocorrélation.

$$\rho(t) = \langle n'^2_e(0) \rangle \exp[-(L_e + L_-) t] \quad (\text{IV.2.10})$$

où $\langle n'^2_e(0) \rangle$ est la variance de la fluctuation électronique dans le mode fluctuant à l'équilibre.

Par application du théorème de WIENER-KHINCHINE (DE GROOT et MAZUR, 1962), qui lie le spectre de puissance $S(\omega)$ à la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation on trouve

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \langle n'^2_e(0) \rangle \frac{L_e + L_-}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{IV.2.11})$$

où ω est la fréquence angulaire. WISEMBERG et KOCKARTS (1983) ont montré, en utilisant plusieurs approches différentes qui seront reprises ici, que

$$\langle n'_e{}^2(0) \rangle = \frac{1}{V} n_{eo} \frac{L_e}{L_e + L_-} \quad (\text{IV.2.12})$$

où V est le volume caractérisé par une concentration n_{eo} .

Le spectre de puissance peut ainsi être mis sous la forme

$$S(\omega) = \frac{1}{\pi} \cdot \frac{1}{V} \cdot n_{eo} \cdot \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{IV.2.13})$$

Cette dernière relation va jouer un rôle fondamental dans l'étude de la région D, par diffusion incohérente, au-dessous de 75 km.

IV.3. Variance de la fluctuation

Dans ce paragraphe nous justifions la relation (IV.2.12) en utilisant plusieurs approches différentes.

La première justification est basée sur des considérations thermodynamiques qui peuvent être complétées par l'utilisation du théorème de "fluctuation dissipation". En présence de réactions chimiques la variance de la fluctuation est liée à l'affinité (PRIGOGINE, 1968) par

$$\langle N'_e{}^2 \rangle = kT(\partial A / \partial N'_e)^{-1} \quad (\text{IV.3.1})$$

où

$N'_e = n'_e V$ est la fluctuation du nombre d'électrons N_e dans un volume V

A est l'affinité de la réaction

K est la constante de Boltzmann

et T est la température (en Kelvin).

L'affinité de la réaction transformant les électrons en ions négatifs est donnée par la relation

$$A = kT \log [N_e L_e / N_- L_-] \quad (\text{IV.3.2})$$

On suppose une relation identique à (IV.2.7) pour le nombre d'électrons

$$N_e = N_{e0} + N'_e \quad (\text{IV.3.3})$$

Sachant qu'à l'équilibre l'affinité est nulle ($N_{e0} L_e = N_{-o} L_-$) et en développant le logarithme en série on obtient l'expression suivante

$$A = kT(N'_e/N_{e0}) (L_e + L_-)/L_e \quad (\text{IV.3.4})$$

En utilisant (IV.3.1) nous obtenons la variance cherchée

$$\langle N'_e{}^2 \rangle = N_{e0} L_e / (L_e + L_-) \quad (\text{IV.3.5})$$

Sachant que

$$\langle N'_e{}^2 \rangle = \langle n'_e(0) \rangle V \quad (\text{IV.3.6})$$

expression dans laquelle V est le volume considéré on retrouve immédiatement (IV.2.12) et donc l'expression du spectre de puissance.

Un raisonnement analogue, mais qui utilise plus directement le théorème de fluctuation dissipation est possible. Il suffit de regarder la relation IV.2.8 comme une équation de LANGEVIN mais écrite en nombre d'électrons plutôt qu'en concentration.

Il vient alors

$$\frac{dN'_e}{dt} = - (L_e + L_-) N'_e + \varepsilon(t) \quad (\text{IV.3.7})$$

Le terme $\varepsilon(t)$ représente une "force aléatoire" de moyenne nulle. Cette description de type "mouvement brownien" a été justifiée par DE GROOT et MAZUR (1962, chapitre VII). Si l'on suppose des quantités fluctuantes de la forme

$$N'_e = N'_{ew} \exp[i\omega t] \quad (\text{IV.3.8})$$

on peut écrire (IV.3.7) en composante de FOURIER

$$N'_{ew} (i\omega + L_e + L_-) = \varepsilon_\omega \quad (\text{IV.3.9})$$

avec $i = \sqrt{-1}$

Si N'_{ew}^* indique le complexe conjugué alors nous trouvons

$$N'_{ew} N'_{ew}^* = \frac{1}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \varepsilon_\omega \varepsilon_\omega^* \quad (\text{IV.3.10})$$

Suivant LANDAU et LIFCHITZ (1967, chapitre XII) il existe une relation entre $\varepsilon_\omega \varepsilon_\omega^*$ et la partie réelle des coefficients cinétiques. Dans notre cas à une dimension cette relation se réduit à

$$\varepsilon_\omega \varepsilon_\omega^* = \frac{KT}{\pi} R_e (\gamma_{cin}) \quad (\text{IV.3.11})$$

γ_{cin} est le coefficient cinétique et R_e indique la partie réelle. Pour une relation de type (IV.3.7), le coefficient cinétique est trouvé dès que l'on peut écrire

$$\frac{dx}{dt} = -\gamma_{cin} X + \varepsilon \quad (\text{IV.3.12})$$

où la quantité X est la "force" thermodynamiquement conjuguée au "flux" x . Sachant que la "force" thermodynamiquement conjuguée à notre fluctuation est l'affinité, la relation (IV.3.4) apparaît comme la relation existante entre ces deux quantités. Ceci conduit à

$$\frac{dN'_e}{dt} = -\frac{N_{eo} L_e}{KT} A + \varepsilon(t) \quad (\text{IV.3.13})$$

$$\varepsilon_\omega \varepsilon_\omega^* = \frac{1}{\pi} N_{eo} L_e \quad (\text{IV.3.14})$$

et

$$N'_{ew} N'_{ew}^* = \frac{1}{\pi} N_{eo} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{IV.3.15})$$

où (IV.3.14) est la relation cherchée. Il suffit maintenant de transformer les fluctuations sur les nombres en fluctuation sur les concentrations pour obtenir le spectre de puissance (IV.2.13). Cette deuxième

approche consiste donc simplement à utiliser le théorème de fluctuation-dissipation en prenant soin d'identifier correctement les termes de "flux" et de "force".

Puisque le système équivalent décrit une simple réaction chimique réversible, une troisième approche permet de trouver une expression pour la variance sans devoir faire appel directement à la thermodynamique mais en utilisant une méthode stochastique.

En partant de l'équation maîtresse pour une réaction réversible du premier ordre, McQUARRIE (1963) a donné la valeur en fonction du temps de la moyenne et de la variance

$$\langle N'_e(t) \rangle = (N_{+0}/L) (L_e \exp[-Lt] + L_-). \quad (\text{IV.3.16})$$

$$\begin{aligned} \langle N'_e(t)^2 \rangle &= N_{+0} [(\lambda \exp[-Lt] + 1)/(\lambda + 1)] \\ &\times [1 - (\lambda \exp(-Lt) + 1) / (\lambda + 1)] \end{aligned}$$

où l'on a pose $L = L_e + L_-$.

En faisant tendre $t \rightarrow \infty$ et en utilisant la relation $\lambda = L_e/L_-$ nous obtenons

$$\begin{aligned} \langle N'_e(t) \rangle_{t \rightarrow \infty} &= N_{eo} \\ \langle N'_e(t)^2 \rangle_{t \rightarrow \infty} &= N_{eo} \frac{\lambda}{\lambda+1} = N_{eo} \frac{L_e}{L_e + L_-} \end{aligned} \quad (\text{IV.3.17})$$

Les expressions (IV.3.17) permettent à nouveau de retrouver immédiatement la relation (IV.2.12).

Ces différentes approches et interprétations théoriques conduisent au même résultat pour le spectre de puissance, mais ne permettent pas de visualiser l'évolution temporelle de la concentration électronique autour de son équilibre photochimique. Il est dès lors intéressant de

simuler la fluctuation électronique et de comparer les résultats obtenus avec la théorie.

IV.4. Simulation de la fluctuation électronique

Dans l'ensemble des chapitres précédents, nous avons systématiquement utilisé une approche déterministe des réactions chimiques étudiées. Si nous voulons simuler les fluctuations de ce système de réactions nous ne pouvons plus utiliser cette approche déterministe. GILLESPIE (1976) a développé des méthodes de simulation en s'attachant à l'aspect stochastique des réactions chimiques.

Supposons que dans un volume V se trouve N espèces chimiques différentes susceptibles de réagir entre elles par un ensemble comprenant M réactions. L'originalité de GILLESPIE (1976) consiste à développer une fonction de densité de probabilités de réactions $P(\tau, \mu) d\tau$ qui est la probabilité pour qu'au temps t la prochaine réaction dans le volume V considéré ait lieu dans l'intervalle $(t+\tau, t+\tau+d\tau)$ et soit la réaction R_μ , avec $\mu = 1, \dots, M$. La seule hypothèse fondamentale faite par GILLESPIE (1976) est que le paramètre c_μ , qui caractérise la réaction r_μ , soit défini tel que $c_\mu dt$ soit la probabilité moyenne pour que les espèces chimiques intervenant dans la réaction R_μ entrent effectivement en réaction dans l'intervalle de temps dt .

En utilisant ces deux définitions, il est possible d'exprimer la probabilité $P(\tau, \mu) d\tau$ sous la forme

$$P(\tau, \mu) d\tau = P_0(\tau) h_\mu c_\mu d\tau \quad (\text{IV.4.1})$$

où $P_0(\tau)$ est la probabilité qu'aucune réaction n'ait eu lieu dans l'intervalle $(t, t+\tau)$, tandis que $h_\mu c_\mu d\tau$ est la probabilité que la réaction R_μ ait lieu, dans le volume V , dans l'intervalle de temps $d\tau$.

La quantité h_μ est dès lors directement liée aux nombres de molécules intervenant dans la réaction considérée. Pour une réaction à deux corps entre X_i et X_j nous aurons

$$h_\mu = N(X_i) N(X_j) \quad i \neq j$$

Pour une réactions à trois corps

$$h_\mu = N(X_i) N(X_j) N(X_k) \quad i \neq j \neq k$$

où l'on applique notre convention $N(X_i)$ = nombre de molécules de l'espèce X_i .

Dans notre modèle équivalent nous avons

$$h_\mu = N(s) \quad s \equiv e, -$$

La probabilité $P_o(\tau)$ est donnée par la relation

$$P_o(\tau) = \exp \left[- \sum_{i=1}^M h_i c_i \tau \right] \quad (\text{IV.4.2})$$

de sorte que

$$P(\tau, \mu) = h_\mu c_\mu \exp \left[- \sum_{i=1}^M h_i c_i \tau \right] \quad (\text{IV.4.3})$$

Cette probabilité se trouve ainsi définie pour $0 \leq \tau \leq \infty$ et pour les valeurs discrètes $1 \leq \mu \leq M$. La relation (IV.4.3) se prête bien à une simulation. Il suffit de tirer deux nombres aléatoires τ et μ correspondant correctement à la distribution de probabilité (IV.4.7) pour faire avancer le temps d'une quantité τ et choisir la réaction μ qui aura lieu. Suivant le type de réaction ainsi choisie on ajustera les nombres de molécules des espèces pour tenir compte de la réaction qui vient de se produire.

Il s'agit de générer des nombres aléatoires réels correspondant à une fonction de densité de probabilité donnée $P(\xi)$. Nous résumons ici l'exposé de GILLESPIE (1976, appendice). Par définition $P(\xi')d\xi'$ est la probabilité pour que ξ se trouve dans l'intervalle $(\xi', \xi'+d\xi')$. Si l'on considère la fonction de distribution $F(\xi)$ définie par

$$F(\xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi') d\xi' \quad (\text{IV.4.4})$$

notre problème, qui consiste à générer un nombre aléatoire ξ conformément à la fonction de densité $P(\xi)$, revient simplement à tirer un nombre aléatoire r d'une distribution uniforme sur l'intervalle $(0,1)$ et de prendre pour ξ la valeur qui vérifie

$$F(\xi) = r \quad (\text{IV.4.5})$$

soit encore, si F^{-1} représente l'inverse de la fonction de distribution F ,

$$\xi = F^{-1}(r) \quad (\text{IV.4.6})$$

GILLESPIE (1976) montre que pour la fonction densité de probabilité de la forme

$$P(\xi) = \text{Cte} \exp [-\xi \times \text{Cte}] \quad 0 \leq \xi < \infty \quad (\text{IV.4.7})$$

la relation (IV.4.6) devient

$$\xi = (1/\text{Cte}) \log(1/r) \quad (\text{IV.4.8})$$

la fonction de distribution étant donnée par

$$F(\xi) = 1 - \exp [-\xi \times \text{Cte}] \quad (\text{IV.4.9})$$

Dans le cas discret qui nous permettra de "choisir" la réaction μ la fonction de distribution sera donnée par

$$F(i) = \sum_{j=-\infty}^i P(j) \quad (\text{IV.4.10})$$

Pour une fonction de densité de probabilité donnée par

$$P(i) = a_i / \left(\sum_{j=1}^M a_j \right) \quad \begin{array}{l} i = 1, \dots, M \\ a_i \geq 0 \end{array} \quad (\text{IV.4.11})$$

il faut choisir i entier tel que

$$F(i-1) < r \leq F(i) \quad (\text{IV.4.12})$$

ou r garde la même signification que précédemment.

La relation (IV.4.12) est équivalente à

$$\sum_{j=1}^{i-1} a_j < r \leq \sum_{m=1}^M a_m \leq \sum_{j=1}^i a_j \quad (\text{IV.4.13})$$

Les relations (IV.4.8) et (IV.4.13) permettent de réaliser la simulation.

Dans le cas du modèle équivalente la simulation est extrêmement simple. Nous sommes en présence de deux réactions et les quantités c_μ h_μ sont données par

$$\begin{array}{l} c_1 h_1 = N_e L_e \\ c_2 h_2 = N_- L_- \end{array} \quad (\text{IV.4.14})$$

avec comme conditions initiales $N_e = N_{e0}$ et $N_- = N_{-0}$

Soit r_a et r_b deux nombres aléatoires tirés uniformément entre 0 et 1. La quantité τ sera définie par

$$\tau = \log(1/r_a) / (N_e L_e + N_- L_-) \quad (\text{IV.4.15})$$

la réaction μ sera sélectionnée de la manière suivante

$$\begin{array}{ll} \text{si } N_e L_e \geq N_e r_b (N_e L_e + N_- L_-) & \text{la réaction "1" a lieu} \\ < & \text{la réaction "2" a lieu} \end{array} \quad (\text{IV.4.16})$$

Si la réaction "1" a lieu

$$\begin{array}{l} N_e = N_e - 1 \\ N_- = N_- + 1 \end{array}$$

Si la réaction "2" a lieu

$$\begin{array}{l} N_e = N_e + 1 \\ N_- = N_- - 1 \end{array} \quad (\text{IV.4.17})$$

GILLESPIE a proposé ce type de simulation pour étudier des réactions explosives. Dans notre cas le système est en moyenne à l'équilibre, nous désirons simplement "voir" comment il va fluctuer autour de cet équilibre. En choisissant comme conditions initiales les valeurs d'équilibre N_{e0} et N_{-0} , il suffit de laisser aller le système équivalent et d'assurer un échantillonnage convenable. L'évolution temporelle simulée de la fluctuation électronique à 60 km, est montrée au paragraphe IV.6 figure (IV.1) partie supérieure. Nous avons porté en ordonnée la valeur $N_e - N_{e0}$. Il nous reste à évaluer le spectre de puissance de nos échantillons.

IV.5. Spectre de puissance de la fluctuation électronique simulée

Pour des raisons qui seront expliquées dans ce paragraphe, nous utiliserons pour obtenir le spectre de puissance de la fluctuation électronique simulée la méthode du maximum d'entropie. Elle sera notée M.E.M. suivant la convention anglophone (Maximum Entropy Method). Cette méthode est l'une des trois méthodes couramment utilisées pour obtenir le spectre de puissance d'une série chronologique. Ces méthodes sont, la méthode du périodogramme, la méthode de la fonction d'autocorrélation et la méthode du maximum d'entropie. Les deux premières sont actuellement considérées comme des méthodes classiques, elles font appel à l'utilisa-

tion d'au moins une transformée de FOURIER. L'échantillon obtenu à partir de la simulation est analysé par une transformée de FOURIER rapide notée F.F.T (Fast Fourier Transform), voir par exemple COCHRAN et al. (1967). Le carré des modules des coefficients de FOURIER donne le spectre de puissance cherché. Cette méthode est connue sous le nom de méthode du périodogramme. L'hypothèse fondamentale sous-jacente est une hypothèse de périodicité. On suppose que les données se répètent à l'extérieur de la fenêtre de mesure que représente l'échantillon. Ceci implique que le spectre de puissance n'est pas le vrai spectre, mais la convolution de ce dernier avec la transformée de FOURIER de la fenêtre rectangulaire de mesure. Le processus d'échantillonnage lui-même introduit une fonction peigne, suivant l'appellation utilisée par MAX (1977), à l'intérieur de la fenêtre rectangulaire de mesure. Le rôle de la fenêtre et du peigne est abondamment discuté dans la littérature consacrée aux transformées de FOURIER. Nous nous bornerons à faire remarquer que l'hypothèse de périodicité s'adapte mal aux fluctuations chimiques qui ne sont liées à aucune périodicité. Ceci est dû à la réalité de la valeur propre non nulle dans la relation (IV.2.6) qui conduit uniquement à des processus de relaxation. Il paraît donc peu vraisemblable d'imaginer une répétition périodique des données.

La méthode de la fonction d'autocorrélation par contre ne fait pas appel directement à l'hypothèse de répétition périodique de l'échantillon. On se limite à calculer la fonction d'autocorrélation dans la fenêtre des données échantillonnées. A cette fin on pourrait utiliser une des deux relations données par CHEN (1982 chap. 3 § 3), soit une estimation non biaisée de la fonction d'autocorrélation donnée par

$$\hat{\rho} = \frac{1}{M-|k|} \sum_{m=0}^{M-|k|-1} N'_m N'_{m+|k|} \quad (\text{IV.5.1})$$

soit une estimation biaisée donnée par

$$\hat{\rho}(k) = \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-|k|-1} N'_m N'_{m+|k|} \quad (\text{IV.5.2})$$

Dans ces expressions $\hat{\rho}(k)$ est l'estimation de la fonction d'autocorrélation $\rho(k)$ pour un retard k , N'_m représente une des M données de l'échantillon. La lettre N a été utilisée pour rappeler qu'il s'agit de nombres d'électrons. Les données sont supposées équidistantes. Le calcul du spectre de puissance se fait par application du théorème de WIENER-KINTCHINE en prenant la transformée de FOURIER de la fonction d'autocorrélation. Ici également nous aurons à souffrir des problèmes traditionnels liés à l'utilisation des transformées de FOURIER rappelés entre autre par BERGLAND (1969). L'ensemble des théorèmes utilisés sont établis pour des signaux continus. Les transformées de FOURIER continues

$$\begin{aligned} G(f) &= \int_{-\infty}^{+\infty} g(t) \exp(-i2\pi ft) dt \\ g(t) &= \int_{-\infty}^{+\infty} G(f) \exp(i2\pi ft) df \end{aligned} \quad (\text{IV.5.3})$$

avec $i = \sqrt{-1}$ et $-\infty < \frac{f}{t} < \infty$

sont approchées par les transformées discrètes

$$\begin{aligned} G(j) &= \frac{1}{M} \sum_{k=0}^{M-1} g(k) \exp(-i2\pi jk/M) \\ g(k) &= \sum_{j=0}^{M-1} G(j) \exp(i2\pi jk/M) \end{aligned}$$

Le calcul de la transformée de FOURIER discrète est assuré par une F.F.T. Dès lors, la qualité de l'estimation du spectre va dépendre de celle de la fonction d'autocorrélation. Nous retournons pratiquement au problème précédent. En effet nous savons que le spectre de puissance $S(f)$ n'aura de valeurs significatives que pour de faibles valeurs de f à cause de l'absence de périodicité. Ceci nécessite une estimation correcte de la fonction d'autocorrélation $\hat{\rho}_k$ pour k grand donc une fenêtre qui tend vers l'infini. Nous sommes dès lors amenés à conclure que les deux méthodes traditionnelles envisagées ci-dessus sont mal adaptées à la résolution de notre problème et à envisager l'utilisation de la méthode du maximum d'entropie.

Cette méthode consiste à approcher au mieux l'ensemble des données, dans la fenêtre temporelle, par un processus autorégressif (A.R.). Si N'_{k-2} , N'_{k-1} , N'_k représentent des nombres d'électrons échantillonnés à des temps Δt égaux le processus autorégressif cherché est celui pour lequel on peut écrire.

$$N'_k = \alpha_1 N'_{k-1} + \alpha_2 N'_{k-2} + \dots + \alpha_m N'_{k-m} + a_k \quad (\text{IV.5.5})$$

Les α_i pour $i = 1, m$ sont des constantes et a_k est un bruit gaussien de moyenne nulle et de variance σ^2 ; il représente l'innovation au temps k . Le processus est dit autorégressif d'ordre m . Le spectre de puissance de ce processus autorégressif est entièrement déterminé par la connaissance des coefficients α_i . Il est donné par

$$S(f) = 2 \sigma^2 \Delta t / |1 - \sum_{j=1}^m \alpha_j \exp(-2\pi f j \Delta t)|^2 \quad (\text{IV.5.6})$$

Le fait que toute équation de type LANGEVIN peut être décrite par un processus A.R., CHATFIELD (1980, chap. 3 § 4.8) rend particulièrement intéressant l'utilisation d'une telle approche. Sachant qu'une description de type LANGEVIN conduit à des résultats théoriques cohérents (équation IV.3.7) on est conduit à croire que la M.E.M qui modélise le spectre de puissance d'un processus A.R. est la mieux adoptée des trois méthodes. Il existe une liaison entre le processus autorégressif et l'estimation du $(m+1)^{\text{ème}}$ point à partir des m précédents. Supposons que (\hat{N}'_k) soit cette estimation.

$$\hat{N}'_k = \sum_{j=1}^m \alpha_j N'_{k-j} \quad (\text{IV.5.7})$$

L'erreur introduite ε_k est donnée par

$$\varepsilon_k = N'_k - \hat{N}'_k = N'_k - \sum_{j=1}^m \alpha_j N'_{k-j} \quad (\text{IV.5.8})$$

Ceci fait apparaître une relation directe entre (IV.5.8) et (IV.5.5), a_k apparaissant comme ε_k . Suivant MOORCROFT (1978), la relation (IV.5.7) peut être vue comme un filtre agissant sur les données et utilisée pour la prédiction. Le problème revient donc à minimiser les erreurs des prédictions en cherchant les α_j qui minimisent la somme des ε_k^2 .

$$\alpha_j \leftrightarrow \min \left(\sum_k \varepsilon_k^2 \right) \quad (\text{IV.5.9})$$

Cependant, pour des raisons de stabilité, MOORCROFT (1978), ce n'est pas (IV.5.9) qui est utilisé mais une moyenne sur les erreurs de prédictions directes et rétrogrades de sorte que l'expression à minimiser est, MOORCROFT (1978) et ANDERSEN (1974)

$$\pi_m = \frac{1}{2(M-m)} \sum_{k=1}^m [(\varepsilon_k^b)^2 + (\varepsilon_k^f)^2] \quad (\text{IV.5.10})$$

nous préciserons ultérieurement la relation existant entre (IV.5.9) et (IV.5.10). Dans (IV.5.10) m est l'ordre du processus A.R., ε^h et ε^f sont respectivement les erreurs de prédictions rétrogrades et directes. Elles sont données par ANDERSEN (1984)

$$\begin{aligned} \varepsilon_k^b &= N'_k - \sum_{j=1}^m \alpha_j^m N'_{k+j} \\ \varepsilon_k^f &= N'_{k+m} - \sum_{j=1}^m \alpha_j^m N'_{k+m-j} \end{aligned} \quad (\text{IV.5.11})$$

les N' ont la même signification que précédemment, les α_j sont les coefficients du processus A.R et m indique l'ordre du processus A.R. Revenons à la définition (IV.5.5). En multipliant par N'_{k-j} les deux membres et en prenant l'espérance mathématique, notée E , nous obtenons

$$\rho(j) = \alpha_1 \rho(j-1) + \dots + \alpha_m \rho(j-m) + \sigma^2 \delta_{(j,0)} \quad (\text{IV.5.12})$$

avec $\rho(j) = E [N'_{k-j} N'_j]$ et δ = distribution de DIRAC.

L'introduction de la distribution de DIRAC est justifiée par le fait que l'espérance $E[N'_{k-j} a_k]$ est nulle pour tout $j \neq 0$. En effet N'_{k-j} et a_k ne sont pas corrélés puisque N'_{k-j} ne peut contenir que les innovations a_j jusqu'au temps $k-j$. Pour $j = 0$, N'_k et a_k sont corrélés et la seule contribution nouvelle des innovations à N'_k est a_k lui-même. Ceci conduit au terme $\sigma^2 \delta_{(j,0)}$. En portant dans (IV.5.12) différentes valeurs de j on obtient un système d'équations connues sous le nom d'équations de YULE et WALKER

$$\begin{aligned} \alpha_1 \rho(0) + \dots + \alpha_m \rho(m-1) &= \rho(1) \\ \vdots & \vdots \\ \alpha_1 \rho(m-1) + \dots + \alpha_m \rho(0) &= \rho(m) \end{aligned} \quad (\text{IV.5.13})$$

Soit encore sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} \rho(0) & \dots & \rho(m-1) \\ \vdots & & \vdots \\ \rho(m-1) & \dots & \rho(0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1^m \\ \vdots \\ \alpha_m^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho(1) \\ \vdots \\ \rho(m) \end{pmatrix} \quad (\text{IV.5.14})$$

nous avons complété la notation dans (IV.5.14) de manière à identifier l'ordre du processus autorégressif. Ainsi α_j^m est le jème coefficient du processus A.R. d'ordre m DURBIN (1960) a proposé une relation de récurrence permettant de trouver α_j^m en terme des coefficients α^{m-1} et α_m^m . Cette relation détaillée dans BOX et JENKINS (1976, app.3.2) conduit à

$$\alpha_j^m = \alpha_j^{m-1} - \alpha_m^m \alpha_{m-j}^{m-1} \quad (\text{IV.5.15})$$

(IV.5.15) peut être complétée en postulant que

$$a_0^m = -1 \quad (IV.5.16)$$

$$a_k^m = 0 \quad \text{pour } k \geq m$$

Si l'on suppose résolu le problème de la détermination des coefficients α_j^{m-1} , le calcul des coefficients α_j^m dépend de la connaissance de α_m^m dans (IV.5.15). Ce dernier coefficient peut être trouvé en imposant à α_m^m de minimiser π_m dans (IV.5.10). A cette fin, (IV.5.11) peut être modifiée compte tenu de (IV.5.16) et devient

$$\begin{aligned} \varepsilon_k^{b,m+1} &= - \sum_{j=0}^m \alpha_j^m N'_{k+j} \\ \varepsilon_k^{f,m+1} &= - \sum_{j=0}^m \alpha_j^m N'_{k+m-j} \end{aligned} \quad (IV.5.17)$$

La notation des ε est complétée pour permettre l'identification de l'ordre, (IV.5.16) permettant d'étendre la somme à $m+1$ termes. Compte tenu de (IV.5.15) on peut encore écrire

$$\varepsilon_k^{b,m+1} = - \sum_{j=0}^m \alpha_j^{m-1} N'_{k+j} + \sum_{j=0}^m \alpha_m^m \alpha_{m-j}^{m-1} N'_{k+j} \quad (IV.5.18)$$

La deuxième somme peut être réécrite en utilisant $\ell = m-j$ et en inversant l'ordre des termes dans la sommation, il vient

$$\varepsilon_k^{b,m+1} = - \sum_{j=0}^m \alpha_j^{m-1} N'_{k+j} + \alpha_m^m \sum_{\ell=0}^m \alpha_\ell^{m-1} N'_{k+m-\ell}$$

Compte tenu de (IV.5.17) il vient directement

$$\begin{aligned} \varepsilon_k^{b,m+1} &= \varepsilon_k^{b,m} - \alpha_m^m \varepsilon_k^{f,m} \\ \varepsilon_k^{f,m+1} &= \varepsilon_k^{f,m} - \alpha_m^m \varepsilon_k^{b,m} \end{aligned} \quad (IV.5.19)$$

En partant d'une relation de récurrence sur le coefficient du processus A.R. on obtient une relation de récurrence sur les erreurs de prédictions directes et rétrogrades. ANDERSEN (1974) indique que la condition d'extremum $\partial \pi_m / \partial \alpha_m^m = 0$ conduit à

$$\alpha_m^m = 2 \sum_{k=1}^{M-m} \varepsilon_k^{b,m} \varepsilon_k^{f,m} / \sum_{k=1} [(\varepsilon_k^{b,m})^2 + (\varepsilon_k^{f,m})^2] \quad (\text{IV.5.20})$$

De plus

$$\frac{\partial^2 \pi_m}{\partial (\alpha_m^m)^2} = \frac{1}{M-m} \sum [(\varepsilon_k^{b,m})^2 + (\varepsilon_k^{f,m})^2] > 0 \quad (\text{IV.5.21})$$

Cette relation implique que α_m^m donné par (IV.5.18) conduit bien à un minimum de π_m . Les relations (IV.5.20), (IV.5.19) et (IV.5.15) permettent le calcul de tous les coefficients α_j^m . Ce calcul récurrent a été proposé par ANDERSEN (1974) et a été traduit en FORTRAN par ULRICH et BISHOP (1975), les conditions initiales étant données par

$$\begin{aligned} \varepsilon_k^{f,1} &= N'_k \\ & \quad k = 1, \dots, N-1. \\ \varepsilon_k^{b,1} &= N'_{k+1} \end{aligned} \quad (\text{IV.5.22})$$

Les notations différentes de celles utilisées par ANDERSEN (1974) permettent de se rapporter aisément au travail de DELHOTE (1982). Ce dernier auteur nous apprend qu'il est possible d'interpréter différemment la procédure utilisée. Les relations (IV.5.19) qui présentent une récurrence sur les erreurs d'estimations directes et rétrogrades permettent de calculer un coefficient $\alpha_m^{m,b}$ et $\alpha_m^{m,f}$. Ces coefficients minimisent respectivement les erreurs de l'estimation rétrograde et directe, ils sont obtenus par les conditions.

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varepsilon^{b,m+1})^2}{\partial \alpha_m^{m,b}} &= 0 \\ \frac{\partial (\varepsilon^{f,m+1})}{\partial \alpha_m^{m,f}} &= 0 \end{aligned}$$

Ceci conduit, par analogie avec ce qui a été développé précédemment à

$$\alpha_m^{b,m} = \frac{\sum_k \varepsilon_k^{b,m} \varepsilon_k^{f,m}}{\sum_k (\varepsilon_k^{f,m})^2} \quad (IV.5.23)$$

$$\alpha_m^{f,m} = \frac{\sum_k \varepsilon_k^{f,m} \varepsilon_k^{b,m}}{\sum_k (\varepsilon_k^{b,m})^2}$$

Si l'on calcule un coefficient α_m^m à partir de $\alpha_m^{b,m}$ et $\alpha_m^{f,m}$ en réalisant une moyenne harmonique, c'est-à-dire si

$$\frac{2}{\alpha_m^m} = \frac{1}{\alpha_m^{b,m}} + \frac{1}{\alpha_m^{f,m}} \quad (IV.5.24)$$

on obtient $\alpha_m^m < 1$

et $(IV.5.25)$

$$\alpha_m^m = \alpha_m^m$$

Ceci permet de montrer la liaison qui existe entre (IV.5.9) et (IV.5.10), elle est entièrement contenue dans (IV.5.24) et exprime simplement la relation entre le coefficient qui minimise la valeur moyenne de l'erreur d'estimation directe et rétrograde et les coefficients qui minimisent l'erreur d'estimation directe et l'erreur d'estimation rétrograde.

Le calcul de α_j^m à partir des relations de récurrence nécessite la connaissance de l'ordre du processus A.R. La détermination de l'ordre est due à AKAIKE (1969a,b), cette méthode est également présentée par ULRICH et BISHOP (1975). Si l'on appelle F.P.E. (Final Prediction Error) la variance de l'erreur de prédiction, alors AKAIKE (1969b) montre qu'une estimation de F.P.E. pour un processus A.R. d'ordre m est donné par

$$(F.P.E.)_m = \frac{M + m + 1}{M - (m+1)} \pi_m \quad (IV.5.26)$$

Cette relation n'est valable que si l'on a retranché, au préalable la valeur moyenne aux M donnés à analyser.

Suivant ULRYCH et BISCHOP (1975) si l'on travaille sur les données brutes sans avoir au préalable retranché la moyenne, l'expression suivante doit être utilisée

$$(\text{F.P.E.})_m = \frac{M+m}{M-m} \times \pi_m \quad (\text{IV.5.27})$$

Une relation de récurrence existe également pour π_m pour autant que l'on connaisse α_m^m .

Partant de (IV.5.12) pour $j = 0$ et $j = m$ on peut écrire

$$\rho(0) - \sum_{k=1}^m \alpha_k^m \rho(k) = \sigma^2 \quad (j = 0) \quad (\text{IV.5.28})$$

$$\rho(m) - \sum_{k=1}^m \alpha_k^m \rho(m-k) = 0 \quad (j = m)$$

La variance apparaissant dans la première expression (IV.5.28) peut être identifiée au carré de l'erreur de prédiction du processus A.R. d'ordre m et donc à π_m . En utilisant (IV.5.15) il vient

$$\rho(0) - \left(\sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k^{m-1} \rho(k) \right) - \alpha_m^m [\rho(m) - \sum_{k=1}^{m-1} \alpha_{m-k}^{m-1} \rho(k)] = \pi_m \quad (\text{IV.5.29})$$

$$\rho(m) - \left(\sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k^{m-1} \rho(m-k) \right) = \alpha_m^m [\rho(0) - \sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k^{m-1} \rho(k)] \quad (\text{IV.5.30})$$

Constatons que $\sum_{k=1}^{m-1} \alpha_{m-k}^{m-1} \rho(k) = \sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k^{m-1} \rho(m-k)$

De plus compte tenu de (IV.5.28), écrit pour un processus d'ordre $m-1$, nous pouvons identifier l'expression $\rho(0) - \sum_{k=1}^{m-1} \alpha_k^{m-1} \rho(k)$ intervenant dans les relations (IV.5.29) et (IV.5.30) comme étant égale à π_{m-1} . Dès lors les relations (IV.5.29) et (IV.5.30) conduisent à la relation de récurrence annoncée pour π_m

$$\pi_m = \pi_{m-1} [1 - (\alpha_m^m)^2] \quad (\text{IV.5.31})$$

avec comme condition initiale

$$\pi_o = \frac{1}{M} \sum_{k=1}^M (N'_k)^2 \quad (\text{IV.5.32})$$

La relation de récurrence (IV.5.31) conduit également à une relation de récurrence sur les F.P.E. Il suffit d'utiliser la définition (IV.5.26) pour obtenir à partir de (IV.5.31)

$$(\text{F.P.E.})_m = \frac{M+m+1}{M-m-1} \times \frac{M-m}{M+m} \times [1 - (\alpha_m^m)^2] \times (\text{F.P.E.})_{m-1} \quad (\text{IV.5.33})$$

L'expression (IV.5.31) peut être utilisée, connaissant m pour calculer π_m qui se confond avec σ^2 dans la relation (IV.5.6), ce qui termine le calcul du spectre de puissance. L'ordre du processus A.R. est déterminé par la valeur de m qui minimise $(\text{F.P.E.})_m$. Le calcul du spectre de puissance et la détermination de l'ordre m sont donc fortement liés. La sous-routine écrite par ULRYCH et BISHOP (1975) peut être utilisée aussi bien pour calculer l'ordre du processus A.R. que pour calculer les coefficients de ce même processus. Le spectre de puissance peut être calculé sans devoir effectivement calculer les différents retards de la fonction d'autocorrélation.

IV.6. Comparaison des spectres théoriques et simulés

Les approches théoriques développées au paragraphe (IV.3) conduisent tous à un spectre de puissance de la fluctuation électronique de la forme

$$S_{th}(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} N_{eo} \quad (\text{IV.6.1})$$

L'analyse par maximum d'entropie conduit à l'estimation des coefficients d'un processus autorégressif permettant de calculer le spectre de puissance simulé

$$S_{\text{sim}}(f) = 2 \sigma^2 \Delta t / |1 - \sum \alpha_j^{(m)} \exp.[-2 \pi f j \Delta t]|^2 \quad (\text{IV.6.2})$$

La figure (IV.1) donne un exemple d'échantillon obtenu par simulation pour une altitude de 60 km. Cette figure montre le nombre d'électrons en fonction du temps, auquel on a déjà soustrait la valeur moyenne. La condition initiale imposée au nombre d'électrons est la valeur entière la plus proche du chiffre théorique obtenu à partir du modèle. Le nombre d'ions négatifs est imposé de la même manière. Nous avons laissé évoluer le système pendant 5 sec, l'échantillonnage ayant lieu tous les 5×10^{-2} sec. L'intervalle moyen entre chaque réaction est donné par

$$1/(N_{e_0} L_e + N_{-0} L_-) \quad (\text{IV.6.3})$$

Ceci conduit à 60 km à l'apparition en moyenne d'une réaction toutes les 2.1×10^{-2} sec. La comparaison entre le temps d'échantillonnage et le temps moyen entre deux réactions indique que la figure (IV.1) représente bien un échantillonnage et pas une évolution réaction par réaction. La variance théorique donnée par $N_{e_0} L_e / (L_e + L_-)$ conduit à 60 km à une valeur de 5.97. La variance obtenue à partir des 100 points de l'échantillon est de 5.92. Considérant les 100 points comme des données, le spectre de puissance a été calculé par la méthode du maximum d'entropie. Le spectre de puissance théorique (.....) et le spectre de puissance de la simulation (————) sont représentés à la figure (IV.1) partie inférieure. L'accord est bon dans une bande de fréquence de ± 5 Hz. Compte tenu de la fréquence d'échantillonnage (20 Hz), nous avons étendu l'utilisation de (IV.6.2) au delà de sa limite de validité et retrouvé dans le spectre la fréquence d'échantillonnage elle-même. Il s'agit là d'un problème classique abondamment commenté dans la littérature relative à l'utilisation des transformées de FOURIER.

La figure (IV.2) présente la même étude pour une altitude de 70 km. A cette altitude, le spectre est plus étroit, les valeurs de L_e et

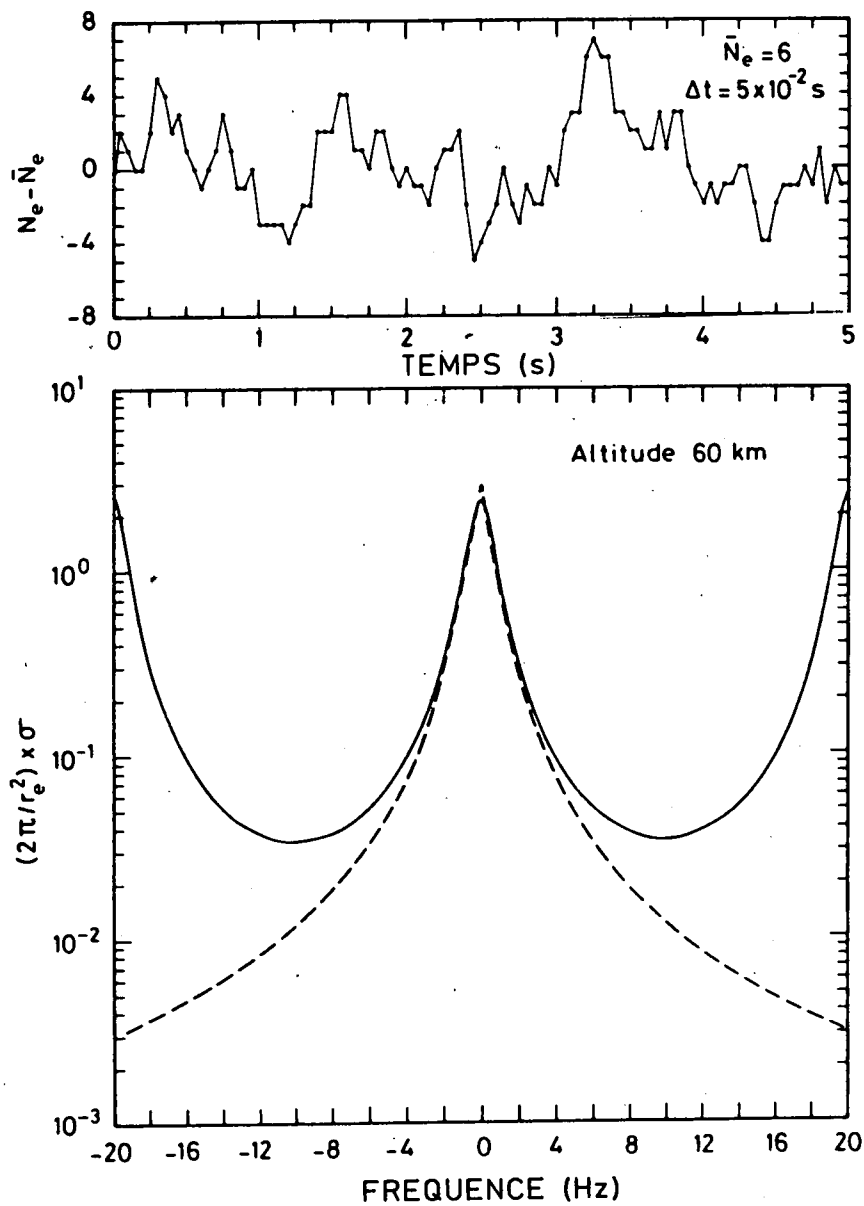


Fig. IV.1.- Evolution temporelle simulée de la fluctuation électronique (partie supérieure).

Spectre de puissance théorique, en tireté, et calculé par une méthode M.E.M. (partie inférieure).

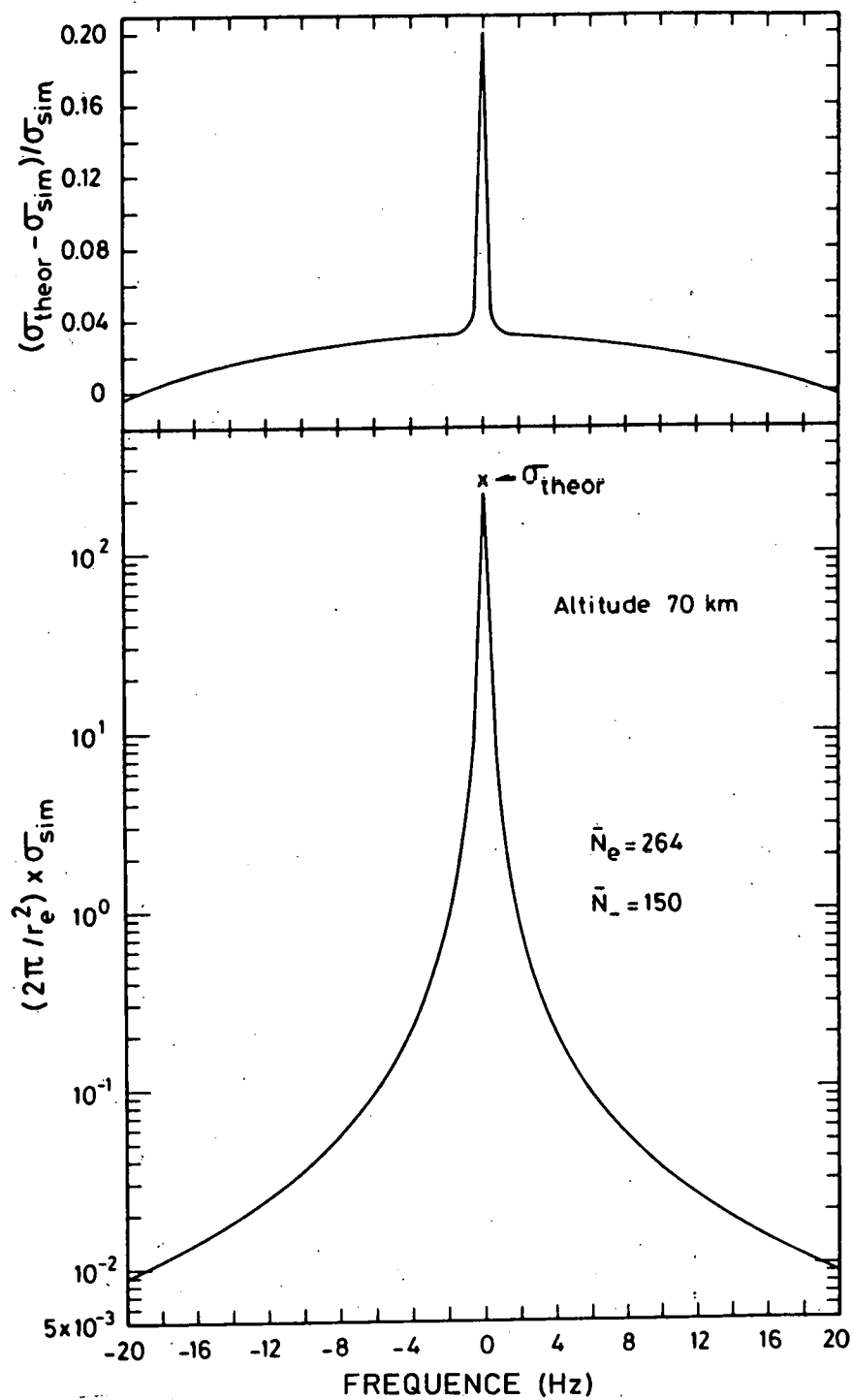


Fig. IV.2.- Ecart entre spectre de puissance calculé à partir d'une simulation et spectre théorique (partie supérieure).
Spectre de puissance de la fluctuation électronique à 70 km (partie inférieure).

L_- sont respectivement de 0.271 sec^{-1} et 0.777 sec^{-1} , les nombres d'électrons et d'ions négatifs sont respectivement 264 et 150. L'échantillon se compose maintenant de 1000 points et ne peut plus être représenté aisément sur une figure comme à 60 km. L'échantillonnage se fait toutes les 5×10^{-3} s ce qui donne une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz. La variance théorique est de 96, la variance calculée est de 86. L'accord entre le spectre théorique et le spectre simulé est excellent, au point que les deux spectres ne peuvent pas être représentés sur la même figure. L'écart est représenté dans la partie supérieure de la figure (IV.2). La pratique a montré que l'écart au centre du spectre ($f = 0$) diminue en même temps que la différence entre les variances calculées et théoriques.

IV.7. Conclusions

L'étude entreprise dans ce chapitre a permis de montrer que le couplage, introduit par la chimie des ions négatifs, entre les ions et les électrons provoque une fluctuation du contenu électronique autour de l'équilibre photochimique. Le problème a été traité au niveau du modèle équivalent pour deux raisons. D'abord parce que le modèle équivalent sera utilisé dans l'étude de la diffusion incohérente. Ensuite parce que la simplicité du modèle équivalent permet de développer une approche théorique très complète de la fluctuation ce qui ne serait pas le cas avec le modèle complet. Enfin la convergence de l'approche théorique et de l'approche simulée permet d'utiliser cette dernière pour des études éventuelles où l'approche théorique serait trop compliquée. L'approche déterministe à partir des équations de continuité fournit la valeur moyenne des concentrations des espèces chargées. Par contre, l'approche stochastique fournit non seulement les mêmes moyennes, mais aussi les fluctuations autour de ces moyennes. Ces fluctuations chimiques apportent une contribution au spectre de diffusion incohérente d'une onde électromagnétique.

CHAPITRE V

DIFFUSION INCOHERENTE EN PRESENCE D'IONS NEGATIFS

V.1. Introduction

Depuis de nombreuses années des radars à diffusion incohérente sont utilisés avec succès pour l'étude des régions ionosphériques aux altitudes supérieures à 120 km. Il s'agit de mesurer la puissance d'un signal diffusé par des électrons en agitation thermique, la fréquence de l'onde incidente étant toujours largement supérieure à la fréquence de plasma du milieu ionosphérique. La diffusion est qualifiée d'incohérente parce qu'elle suppose une distribution aléatoire des centres de diffusion de sorte qu'aucune relation de phase n'existe entre les ondes diffusées par chacun des électrons.

Outre la mesure de la concentration électronique, la "diffusion incohérente" permet d'avoir accès aux températures électroniques et ioniques, ainsi qu'à certaines informations concernant la composition ionique positive, les vents et leurs structures. L'utilisation de la diffusion incohérente comme moyen d'étude de l'ionosphère terrestre est décrite par EVANS (1967, 1969), par BAUER (1975) et par GIRAUD et PETIT (1978 chap. IV) dont nous avons extrait la liste des principaux sondeurs existant actuellement et repris au tableau (V.1). La richesse de la méthode expérimentale a poussé les utilisateurs à employer cette technique pour l'étude de l'ionosphère inférieure. A ce titre, les radars à diffusion incohérente sont actuellement considérés, lorsqu'on les utilise pour des mesures mésosphériques comme une catégorie de radars M.S.T (Mesospheric, Stratospheric and Tropospheric radars). En fait les radars M.S.T. couvrent une large gamme de techniques de mesures mais englobent aussi un ensemble complexe de mécanismes de diffusion comme l'indiquent HARPER et GORDON (1979). Nous nous intéresserons uniquement à la diffusion des signaux par les électrons. Il existe en

TABLEAU V.1. Caractéristiques des sondeurs à diffusion incohérente.

Fréquence (MHz)	Puissance (KW)	Localisations	Coordonnées géo- graphiques
50	4000	Jicamarca (Perou)	11°95' S. 76°87' O.
430	2000	Arecibo	18°30' N.
40	2500	(Porto-Rico)	66°75' O.
935	140 (C.W.)	Saint-Santin (France)	44°60' N. 2°19' E.
440	3000	Millstone-Hill	42°60' N.
1295	4000	(Mass. USA)	71°50' O.
224	6000	Tromsö	69°35' N.
933	2500	(Norvège)	19°10' E.

effet aussi une diffusion, aux altitudes troposphériques et stratosphériques, par les constituants neutres dont nous ne parlerons pas ici. Cependant en plus de la diffusion provenant de l'agitation thermique des électrons qui couvre le domaine traditionnel des techniques de diffusion incohérente, il existe une diffusion sporadique et mal comprise à ce jour, classifiée comme diffusion par des électrons non thermiques. Cette diffusion qui vient perturber les sondeurs à "diffusion incohérente" (RASTOGI et WOODMAN, 1974; RASTOGI et BOWHILL, 1976) est également visible sur les radars "doppler" moins sensibles comme le système SOUSY (SOUNDing SYstem) allemand, (CZECHOWSKY et al., 1979; SCHMIDT et al., 1979). Cette génération de radars est également appelée radar cohérent (ISHIMARU, 1978 p. 112). Il résulte de ceci une certaine confusion au niveau des appellations, aggravée par le fait que les idées relatives à la diffusion incohérente ont beaucoup évoluées depuis l'article de GORDON (1958) et que l'appellation "quasi-incohérent" a été proposée et utilisée par GEORGES (1967). D'autres enfin comme EVANS (1969) préfèrent parler de diffusion THOMSON.

Cependant, même lorsque l'on se trouve en présence d'une diffusion par les seuls électrons thermiques, la théorie classique ne parvient pas à expliquer les niveaux de puissance obtenus ainsi que le forme des spectres dans la mésosphère. Ceci a conduit MATHEWS (1978), FUKUYAMA (1978) et FUKUYAMA et KOFMAN (1980) à prendre en considération les effets dus aux ions négatifs. Cependant les niveaux de puissance, obtenus dans la mésosphère ne suffisent pas pour expliquer les observations. Nous proposons dès lors de nouvelles sources de fluctuations et en particulier les fluctuations d'origine chimique développés au chapitre IV.

V.2. Généralités sur la diffusion incohérente

L'approche de DOUGHERTY et FARLEY (1960) et celle de BAUER (1975) semblent les mieux appropriées pour faire apparaître le concept de diffusion incohérente; elles permettent de plus une extension directe

à la mesure dans la mésosphère. Dès que l'on sonde l'ionosphère par des ondes électromagnétiques dont la fréquence est supérieure à la fréquence de plasma du milieu, la possibilité de se trouver en présence d'actions collectives ("cohérentes") du milieu sur l'onde incidente, telles que des réflexions ou des réfractions, disparaît totalement. En V.H.F. (30 - 300 MHz) et en U.H.F. (300 - 3000 MHz), une action individuelle ("incohérente") des électrons du milieu ionosphérique peut cependant être envisagée. Cette idée a conduit GORDON (1958) à proposer la mesure de la puissance diffusée par des électrons en agitation thermique qui agiraient individuellement sur l'onde incidente. Le problème de la diffusion d'une onde électromagnétique a été traité dans divers ouvrages, voir par exemple LANDAU et LIFCHITZ (1963, Vol. 8); YEU et LIU (1972), SHEFFIELD (1975). Nous reprenons ici les principales étapes du raisonnement.

Le champ électrique incident, émis en T, est donné au point S du volume diffusant V par

$$\vec{E} = \frac{\vec{E}_0}{r_1} \exp [i(\omega_0 t - k_0 r_1)] \quad (\text{V.2.1})$$

Les électrons présents en S sont accélérés sous l'effet de l'onde incidente. Si l'on néglige l'effet du champ magnétique de l'onde, cette accélération est donnée par

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = \frac{q_e}{m_e} \vec{E} \quad (\text{V.2.2})$$

où q_e est la charge de l'électron et m_e la masse de l'électron. Si l'on choisit O figure (V.1) comme origine on peut écrire le champ électrique dipolaire, diffusé au point S, par chaque électron j accéléré et reçu au point R sous la forme (SHEFFIELD, 1975, Chap. I)

$$\vec{E}_{s,j} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_e}{c^2 r_2} \exp [-ik_0 r_2] \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \times (\vec{r}_2/r_2) \right] \times (\vec{r}_2/r_2) \quad (\text{V.2.3})$$

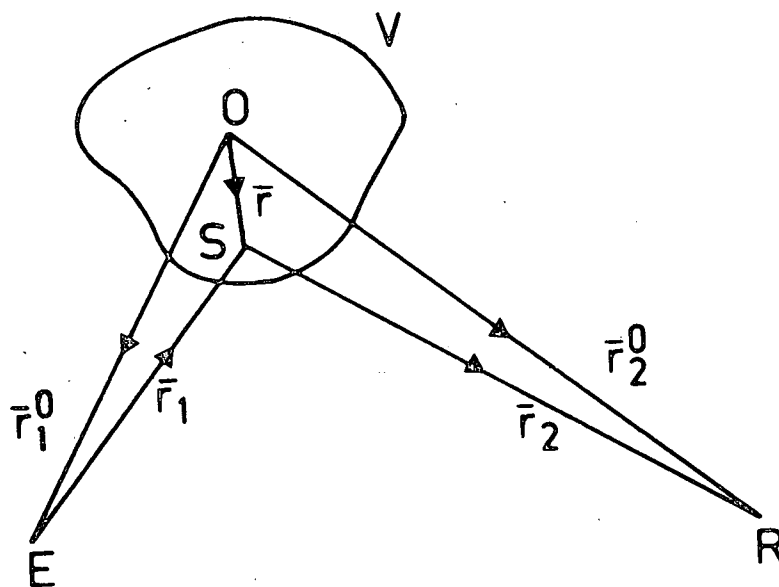


Fig. V.1. - Géométrie de la diffusion incohérente par le volume V d'une onde électromagnétique émise en E et reçue en R .

où \vec{r}_2 est le vecteur joignant le point S au point R, où "x" indique un produit vectoriel. ϵ_0 est la constante diélectrique du vide et c la vitesse de la lumière. En tenant compte des inégalités

$$r \ll r_1, r_2, r_1^0, r_2^0$$

nous avons

$$\frac{1}{r_1 r_2} \cong \frac{1}{r_1^0 r_2^0}$$

$$r_1 \cong r_1^0 - (\vec{r}_1^0 \cdot \vec{r}) / r_1^0$$

$$r_2 \cong r_2^0 - (\vec{r}_2^0 \cdot \vec{r}) / r_2^0$$

$$r_1 + r_2 \cong r_1^0 + r_2^0 - [(\vec{r}_1^0 / r_1^0) + (\vec{r}_2^0 / r_2^0) \cdot \vec{r}] \quad (\text{V.2.4})$$

où "." indique le produit scalaire de vecteurs \vec{r}_n , r_n étant le module de ce vecteur.

Ces approximations permettent d'écrire (V.2.3) sous la forme

$$\vec{E}_{s,j} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{\exp[-ik_0(r_1^0 + r_2^0)]}{r_1^0 r_2^0} \cdot \frac{q_e^2}{m_e} \exp[i(\omega_0 t - i(\vec{k}_i - \vec{k}_s) \cdot \vec{r})] \cdot \frac{(\vec{E}_0 \times \vec{r}_2^0) \times \vec{r}_2^0}{(r_2^0)^2} \quad (\text{V.2.5})$$

$$\text{où } \vec{k}_i = -k_0(\vec{r}_1^0 / r_1^0) \quad \text{et} \quad \vec{k}_s = k_0(\vec{r}_2^0 / r_2^0)$$

L'amplitude complexe s'écrit

$$E_{s,j} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2} \frac{\exp[-ik_0(r_1^0 + r_2^0)]}{r_1^0 r_2^0} \cdot \frac{q_e^2}{m_e} E_0 \cdot \exp[-i(\omega_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \sin \xi \quad (\text{V.2.6})$$

où ξ est l'angle entre \vec{E}_0 et \vec{r}_2^0 et $\vec{k} = \vec{k}_i - \vec{k}_s$

Nous pouvons également écrire (V.2.6) sous une forme alternative plus fréquemment rencontrée

$$E_{s,j} = \frac{r_e}{R} E \exp \left[i \omega_0 \left(t - \frac{R}{c} \right) - i \bar{k} \cdot \bar{r} \right] \sin \xi \quad (\text{V.2.7})$$

expression dans laquelle :

$$r_e = \left[\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 m_e} \right] = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$$

est le rayon classique de l'électron, E est le champ électrique (V.2.1) de l'onde incidente présent au point S de diffusion et $R \equiv r_2^0$ est la distance entre la récepteur et le volume diffusant.

Le champ total diffusé par les N électrons sera

$$\bar{E}_s = \sum_{j=1}^N \bar{E}_{s,j} \quad (\text{V.2.8})$$

auquel on peut associer une puissance moyenne

$$P = \frac{1}{2} (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} E_s \cdot E_s^*$$

E_s^* est le complexe conjugué de E_s et μ_0 est la perméabilité du vide.

En tenant compte (V.2.7) la puissance moyenne s'écrit

$$P = \frac{1}{2} (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \left(\frac{r_e}{R} \sin \xi E \right)^2 \left\{ \sum_j \exp [i \bar{k} \cdot \bar{r}_j] \cdot \exp [-i \bar{k} \cdot \bar{r}_j] \right. \\ \left. + \sum_j \sum_{n \neq j} \exp [i \bar{k} \cdot (\bar{r}_n - \bar{r}_j)] \right\} \quad (\text{V.2.9})$$

La première somme se réduit évidemment au nombre d'électrons N_e présents dans le volume V. La seconde somme représente la relation de phase moyenne qui existe entre les électrons pris deux à deux. L'hypothèse d'indépendance totale des électrons les uns par rapport aux autres rend

cette deuxième somme nulle en moyenne. Dès lors, si l'on définit une section efficace différentielle σ_e par

$$\sigma_e = r_e^2 \sin^2 \xi \quad (\text{V.2.10})$$

la section totale sera donnée par

$$\sigma_{\text{TOT}} = n_e \sigma_e$$

Ce résultat est celui de GORDON (1958).

L'hypothèse d'incohérence apparaît ici clairement et est liée à la nullité de la seconde somme dans la relation (V.2.9). La puissance moyenne totale est la somme des puissances partielles, il n'y a pas de terme d'interaction.

Les premiers résultats expérimentaux de BOWLES (1958) ont montré que le spectre de puissance obtenu était beaucoup plus étroit que celui initialement prévu. BOWLES (1961) et FEJER (1960) ont expliqué ce fait en faisant remarquer que les électrons n'étaient pas indépendants les uns des autres. La condition d'électroneutralité macroscopique développant en effet une interaction coulombienne entre-eux. Dès lors la deuxième somme de la relation (V.2.9) n'est plus nulle. Il en résulte qu'au sens où l'entendait GORDON (1958) le processus de diffusion n'est pas purement incohérent. Cette situation est qualifiée de quasi-incohérente par GEORGES (1967) mais pratiquement l'appellation "diffusion incohérente" est restée.

La distribution électronique peut être exprimée pour des charges ponctuelles par

$$N_e(\vec{r}, t) = \sum \delta(\vec{r} - \vec{r}_j) \quad (\text{V.2.11})$$

où δ est une distribution de DIRAC.

Un développement en série de Fourier associé à l'utilisation de (V.2.11) conduit à, (BAUER, 1975)

$$N_e(\vec{r}, t) = V \sum_{\vec{k}} n_e(\vec{k}, t) \exp [i \vec{k} \cdot \vec{r}] \quad (\text{V.2.12})$$

$$n_e(\vec{k}, t) = \frac{1}{V} \sum_j \exp(-i \vec{k} \cdot \vec{r}_j)$$

où V est le volume diffusant. En utilisant (V.2.7) et (V.2.8) on obtient

$$E_s = \frac{r}{R} \sin \xi E_o V e^{i\omega t} n_e(\vec{k}, t) \quad (\text{V.2.13})$$

Ceci montre que le champ diffusé dépend de la fluctuation de la concentration électronique et plus particulièrement de la composante \vec{k} de la transformée de Fourier spatiale de la fluctuation. BAUER (1975) souligne que l'expression (V.2.13) indique simplement que le champ électrique diffusé dépendra des stratifications de la fluctuation de la concentration électronique perpendiculaires à la direction \vec{k} . Ceci implique également que d'une manière implicite nous introduisons dans le milieu une distance caractéristique d'observation proportionnelle à $1/k$ c'est-à-dire dépendante de la géométrie du problème comme le rappelle la figure (V.2). En particulier, lors d'une rétrodiffusion nous aurons

$$\vec{k} = 2\vec{k}_i \quad (\text{V.2.14})$$

Le fait que l'électroneutralité ne s'établit que pour des distances de l'ordre de grandeur de la longueur de DEBYE (λ_D)

$$\lambda_D = [(\epsilon_o KT)/(n_{e0} q_e^2)]^{1/2} = 6.9(T/n_{e0})^{1/2} \text{ (cm)} \quad (\text{V.2.15})$$

implique que le milieu ionosphérique possède lui-même une distance caractéristique intrinsèque. La mesure par diffusion incohérente introduit dès lors une comparaison entre les deux distances caractéristiques, $1/k$ et λ_D qui apparaîtra lors des développements mathématiques ultérieurs sous la forme du paramètre sans dimension α^2

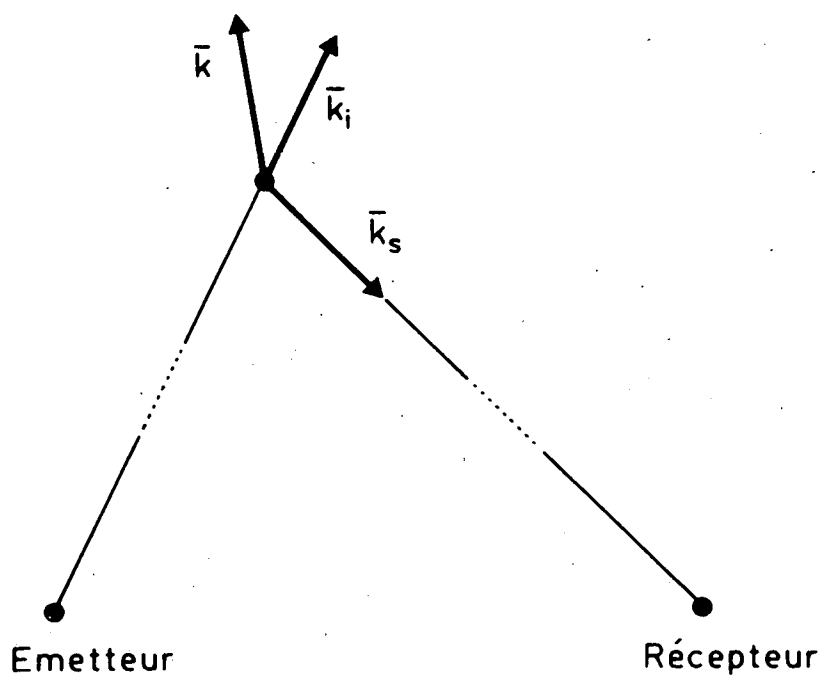


Fig. V.2. - Relation entre le vecteur d'onde de l'onde incidente (\vec{k}_i), le vecteur d'onde de l'onde diffusée (\vec{k}_s) et le vecteur d'onde de la fluctuation de la concentration électronique (\vec{k}).

Partant de (V.2.13) on peut écrire

$$E_s(t) E_s^*(t+\tau) = \frac{r_e^2}{R^2} \sin^2 \xi E_o^2 V^2 n_e(k,t) n_e^*(k,t+\tau) \quad (V.2.16)$$

Partant de (V.2.16) on peut calculer par intégration sur t une fonction d'autocorrélation pour E_s . Si de plus on applique le théorème de WIENER-KHINTCHINE et si l'on se rappelle qu'un spectre de puissance peut également être obtenu à partir du carré des modules de la transformée de Fourier, on obtient à partir de (V.2.16)

$$\begin{aligned} \int |E_s(\omega)|^2 \exp[-i\omega\tau] d\omega \\ = \frac{r_e^2}{R^2} \sin^2 \xi E_o^2 V^2 \int |n_e(k,\omega)|^2 \exp[-i\omega\tau] d\omega \end{aligned} \quad (V.2.17)$$

Comme (V.2.17) est vérifié pour toutes les valeurs de τ nous obtenons

$$|E_s(\omega_o \pm \omega)|^2 d\omega = \frac{r_e^2}{R^2} \sin^2 \xi E_o^2 V^2 |n_e(k,\omega)|^2 d\omega \quad (V.2.18)$$

La puissance diffusée est alors donnée par

$$\begin{aligned} P_s(\omega_o \pm \omega) &= \frac{1}{2} (\epsilon_o/\mu_o)^{1/2} \frac{\sigma(\omega_o \pm \omega)}{R^2} \\ &= \frac{1}{2} (\epsilon_o/\mu_o)^{1/2} |E_s(\omega_o \pm \omega)|^2 \end{aligned} \quad (V.2.19)$$

$$\text{avec} \quad \sigma(\omega_o \pm \omega) = r_e^2 \sin^2 \xi V^2 |n_e(\vec{k}, \omega)|^2 \quad (V.2.20)$$

σ est la section efficace différentielle de diffusion.

Il apparaît ainsi que la dispersion en fréquence du spectre de puissance du signal diffusé dépend de la forme du spectre de puissance de la fluctuation de la concentration électronique. L'étude de cette fluctuation électronique peut être entreprise de plusieurs manières. Nous avons choisi de suivre l'approche de DOUGHERTY et FARLEY (1961) qui

utilise le théorème de fluctuation-dissipation. Cette approche peut être facilement appliquée à la diffusion dans la mésosphère et elle se prête bien à l'utilisation des équations de conservation dans l'approche hydrodynamique qui sera utilisée ultérieurement. L'équation de continuité

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = - \operatorname{div}(n_{e0} u_e) \quad (\text{V.2.21})$$

permet de lier la fluctuation de la concentration électronique n_e à la fluctuation du flux γ_e pour autant que l'on puisse écrire

$$n_e = n_{e0} + n'_e$$

$$u_e = u_{e0} + u'_e$$

avec $u_{e0} = 0$ ce qui indique qu'il n'y a pas de vitesse d'ensemble pour les électrons. Si de plus l'on suppose que les quantités fluctuantes sont proportionnelles à $\exp [i(\omega t - kz)]$ en orientant z suivant \bar{k} , il vient dans l'espace (k, ω)

$$i \omega n'_e(k, \omega) = ik n_{e0} u'_e(k, \omega)$$

$$n'_e(k, \omega) n'_e(k, \omega)^* = \frac{k^2}{\omega^2} \gamma_e(k, \omega) \gamma_e(k, \omega)^* \quad (\text{V.2.22})$$

avec $\gamma_e(k, \omega) = n_{e0} u'_e(k, \omega)$

Il est facile d'exprimer la fluctuation du flux comme résultante de l'action d'une force aléatoire agissant sur les électrons du système. Cette démarche est analogue à celle utilisée pour l'étude du mouvement brownien et a déjà été utilisée pour l'étude de la fluctuation chimique. Ainsi en toute généralité nous avons

$$\bar{\gamma}_e = \hat{\gamma}_e (\bar{F} + q_e \bar{E})$$

$$\bar{\gamma}_i = - \hat{\gamma}_+ q_e \bar{E} \quad (\text{V.2.23})$$

où \hat{Y}_s avec $s = +, e$ sont les matrices d'admittance,

\bar{F} est une force aléatoire de moyenne nulle agissant sur les seuls électrons

\bar{E} est le champ électrique résultant de la fluctuation des charges en présence

Nous pouvons compléter les relations (V.2.23) par

$$\bar{J} = \hat{L} \bar{E} \quad (V.2.24)$$

$$\bar{J} = n_{e0} q_e (\bar{u}_e - \bar{u}_i) = q_e \bar{Y}_e - q_e \bar{Y}_i$$

La première des relations (V.2.24) provient des équations de MAXWELL après élimination de la composante magnétique du champ soit :

$$\bar{J} = (-i \epsilon_0 \hat{I} + \frac{i}{\mu_0 \omega} (\bar{k} \times \bar{k}) \times) \bar{E} \quad (V.2.25)$$

La matrice \hat{L} est diagonale dès qu'un des axes du système est parallèle à \bar{k} . L'utilisation simultanée de (V.2.24) et de (V.2.23) conduit après élimination de \bar{E} à :

$$\bar{Y}_e = \hat{Y}_T \bar{F} \quad (V.2.26)$$

avec

$$\hat{Y}_T = (\hat{Y}_+ - \hat{L}/q_e^2) (\hat{Y}_i + \hat{Y}_e - \hat{L}/q_e^2)^{-1} \hat{Y}_e$$

Les relations (V.2.26) permettent l'application du théorème de fluctuation dissipation. Nous l'utiliserons sous la forme donnée par SEASHOLTZ (1971) à savoir

$$|Y_e(k, \omega)|^2 = \frac{KT}{\pi} R_e [Y_T(e, e)] \quad (V.2.27)$$

soit encore en tenant compte de (V.2.22)

$$|n_e(k, \omega)|^2 = \frac{k^2}{\omega^2} \frac{KT}{\pi} R_e [Y_T(e, e)] \quad (V.2.28)$$

où K est la constante de BOLTZMANN

T est la température en KELVIN

R_e indique que l'on prend la partie réelle

et $Y_T(e, e)$ est la composante (e, e) de la matrice \hat{Y}_T .

La relation (V.2.28) indique que l'étude de l'admittance du système donne une information complète sur le spectre de puissance de la fluctuation de la concentration électronique et donc sur le spectre de puissance du signal diffusé.

Nous sommes à présent en mesure d'étudier qualitativement la forme des spectres de diffusion rencontrés dans l'ionosphère inférieure et de justifier certaines appellations. Lorsque la distance caractéristique de la diffusion $\sim 1/k$ est inférieure à la distance caractéristique du milieu ionisé λ_D , les champs électrostatiques ne se développent pas. Cette situation correspond à la situation idéale envisagée par GORDON (1958). Elle est représentée qualitativement à la figure (V.3.a). La fluctuation électronique est rapide, mais l'écart par rapport à la valeur moyenne est faible, nous sommes en présence d'un spectre purement "électronique", large et plat. Dans des conditions plus réalistes on assiste à un couplage entre les électrons et les ions positifs provoqué par la présence d'un champ électrique. Cette situation est décrite à la figure (V.3.b). La partie basse fréquence est profondément modifiée par le couplage électrostatique. On a convenu d'appeler cette partie la partie "ionique" du spectre. La partie ionique, figure (V.3.c) provient de la fluctuation électronique induite par la fluctuation ionique résultante du couplage électrostatique entre les électrons et les ions positifs. Compte tenu des rapports de masses entre les électrons et les ions, seules les fluctuations lentes, donc correspondantes à des fréquences relativement basses, mettront les ions en mouvement. Une fois ces ions mis en mouvement ils induiront à nouveau une fluctuation sur les électrons. Le spectre "ionique" qui correspond à cette interaction est étroit. En revanche il permet un écart plus grand par rapport

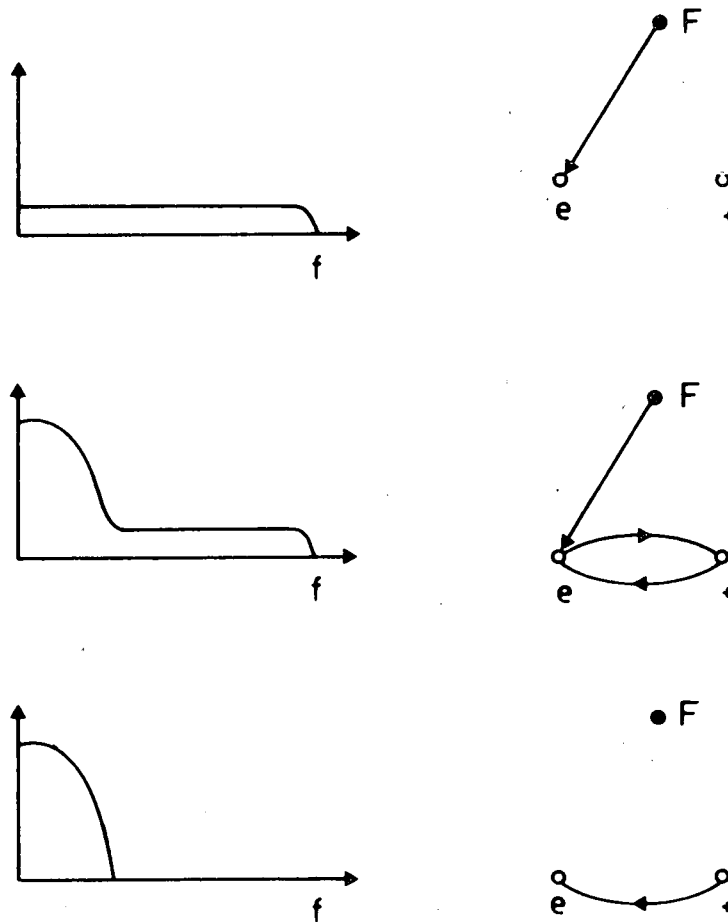


Fig. V.3.- Quelques formes schématiques du spectre de diffusion incohérente (voir texte).

à la valeur moyenne de sorte que finalement cette partie du spectre est étroite mais amplifiée. L'apparition d'une partie ionique dans le spectre de diffusion correspond à une forme d'organisation plus grande du milieu diffusant. Elle pose le problème d'une définition précise du qualificatif incohérent. En effet la partie ionique, liée à la plus grande organisation du milieu, est relativement étroite. Elle fait donc apparaître une diffusion à des fréquences de plus en plus voisines de la fréquence de l'onde incidente, la diffusion devient dès lors de plus en plus "cohérente". Malheureusement l'utilisation de définitions rigoureuses de la notion de cohérence, soit dans le domaine temporel (KLEIN, 1970), soit dans le domaine fréquentiel (GRANGER et HATANAKA, 1974; CHATFIELD, 1980) ne nous apporte pas grand chose quant à la compréhension de la physique du milieu diffusant. SHEFFIELD (1975 chap. 7) appelle incohérent toutes situations dans laquelle le paramètre

$$\alpha^2 = 1. / (k \lambda_D)^2 \quad (V.2.29)$$

est beaucoup plus petit que l'unité, et cohérent la situation inverse. Ainsi

$$\begin{array}{lll} \alpha^2 \ll 1 & \longleftrightarrow & \text{INCOHERENT} \\ \alpha^2 \geq 1 & \longleftrightarrow & \text{COHERENT} \end{array} \quad (V.2.30)$$

Cependant EVANS (1969) montre que les valeurs de λ_D au-dessus de 120 km sont généralement comprises entre 0.5 et 5 cm alors que la longueur d'onde de l'onde incidente est toujours supérieure à quelques dizaines de cm en U.H.F. Ceci montre que dans l'ionosphère nous sommes toujours dans des situations intermédiaires par rapport aux définitions (V.2.30). Il nous reste à remarquer que toutes les fluctuations envisagées n'affectent jamais les concentrations d'équilibre du milieu. Ceci nous amène à considérer le point de vue de WEINSTOCK (1967) qui distingue la partie incohérente, provenant d'une fluctuation microscopique, de la partie cohérente, provenant d'une fluctuation macroscopique, sans pour autant définir ce qu'il entend par microscopique et

macroscopique. Par comparaison avec cette définition il est clair que la coutume en matière d'étude du milieu ionisé par un système radar qualifie d'incohérente la diffusion provenant d'une fluctuation, organisée au non, de la concentration électronique compatible avec la maintien du système dans son état d'équilibre. Elle qualifie de cohérente la diffusion provenant d'une turbulence qui place momentanément le système diffusant hors de son état d'équilibre. Il est dès lors assez évident que la diffusion incohérente possède un caractère permanent qui correspond à l'équilibre du système. Cette composante permanente peut être perturbée par des phénomènes transitoires nés d'une turbulence affectant le milieu diffusant. Dans tout ce qui suit, nous utiliserons tacitement ce type de définitions.

V.3. Approche hydrodynamique; les équations de conservation

Il faut développer un formalisme permettant de traiter quantitativement les admittances introduites au paragraphe V.2. Il faut de plus que ce formalisme puisse être généralisé ultérieurement pour tenir compte de la fluctuation chimique étudiée au chapitre IV. L'approche cinétique développé pour l'étude de la région F est difficile à manipuler lorsque l'on travaille dans l'ionosphère inférieure où les processus collisionnels avec les neutres sont dominants.

En 1963 déjà COHEN avait traité le problème de la diffusion incohérente en partant des équations de l'hydrodynamique. Bien qu'ignorant les collisions et malgré la simplicité du modèle, les résultats obtenus étaient assez convenables. TANENBAUM (1968) a complété cette approche hydrodynamique afin de pouvoir travailler dans un plasma faiblement ionisé et dominé par les collisions entre les espèces chargées et neutres. Cette publication de TANENBAUM (1968) est particulièrement bien adaptée à la région D et à servir de base aux travaux ultérieurs relatifs à la diffusion incohérente dans l'ionosphère inférieure. Ainsi MATHEWS (1978) complète les équations utilisées par TANENBAUM (1968) pour tenir compte de la présence des ions négatifs. FUKUYAMA et KOFMAN

(1980) font de même, mais ces derniers comparent les résultats théoriques d'une approche cinétique et d'une approche hydrodynamique. La publication de FUKAYAMA et KOFMAN (1980) nous paraît fondamentale parce qu'elle montre l'équivalence des deux approches dans la région D. Toutes les approches hydrodynamiques sont basées sur quelques hypothèses fondamentales. On suppose que les quantités fluctuantes sont la vitesse, la concentration et la température de l'espèce s (électrons ou ions). On suppose de plus que chacune des quantités fluctuantes "x" se présentent sous la forme

$$x_s = x_{s0} + x'_s \quad (V.3.1)$$

$$x'_s \cong \exp [i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]$$

Les quantités x_{s0} indiquant les valeurs d'équilibre. Les équations de conservation, à savoir, l'équation de continuité, l'équation de la quantité de mouvement et l'équation de conservation de l'énergie sont linéarisées et écrites pour chacune des composantes de Fourier. Il suffit alors de considérer les fluctuations comme résultantes d'une force aléatoire extérieure au système et d'appliquer le théorème de fluctuation-dissipation pour trouver le spectre de puissance de la fluctuation de la concentration électronique. La connaissance de ce spectre permettant de calculer la section efficace de diffusion incohérente. Une autre simplification, utilisée dans la majorité des modèles, consiste à se placer dans le cas d'une rétrodiffusion. Dès lors

$$k = 2k_0 \quad (V.3.2)$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial z} = -ik$$

avec $k_0 \equiv$ le nombre d'onde de l'onde incidente.

Tous les auteurs précités ont négligé l'effet du champ magnétique terrestre, ce qui simplifie considérablement la description mathématique du

problème. SEASHOLTZ (1971), par contre, présente un formalisme permettant d'introduire le champ magnétique terrestre. De plus cet auteur présente en appendice un excellent résumé des possibilités d'application du théorème de fluctuation-dissipation. Nous utiliserons les équations de conservation dans la forme adoptée par KOCKARTS et WISEMBERG (1981). Il s'agit de l'approximation des équations de conservation due à SCHUNK (1975, 1977). Ces équations ont été écrites en négligeant les effets du champ magnétique terrestre et le chauffage par effet JOULE. Ce dernier n'apporte que des termes du second ordre par rapport aux fluctuations lors de la linéarisation des équations. Ces équations sont données par

- les équations de continuité

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \bar{u}_s) = P_s - n_s L_s \quad (V.3.3)$$

où P_s est la production du constituant s $(\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1})$
 L_s est le taux de perte du constituant s (sec^{-1})
 n_s est la concentration du constituant s (cm^{-3})

- les équations de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} + \bar{u}_s \cdot \nabla \bar{u}_s + \frac{1}{n_s \cdot m_s} \nabla p_s - \frac{\bar{F}_s}{m_s} - \frac{q_s}{m_s} \bar{E} - \frac{\eta_{sn}}{n_s \cdot m_s} [\nabla^2 \bar{u}_s + \frac{1}{3} \nabla \cdot (\nabla \cdot \omega_s)] = -v_{sn} (\bar{u}_s - \bar{u}_n) \quad (V.3.4)$$

où \bar{u}_s est la vitesse
 p_s est la pression (grandeur scalaire : $p_s = n_s K T_s$)
 \bar{F}_s est la force aléatoire externe au système
 \bar{E} est le champ électrique fluctuant
 m_s est la masse de l'espèce s
 η_{sn} est le coefficient de viscosité de l'espèce s dans un gaz neutre n ($\eta_{sn} = p_s / d_s v_{sn}$)
 v_{sn} est la fréquence de collision

d_s est un nombre sans dimension compris entre 1 et 2 (voir TANEN-
BAUM 1968)

q_s est la charge de l'électron

K est la constante de Boltzmann

- les équations de l'énergie

$$\begin{aligned} \frac{3}{2} \frac{\partial p_s}{\partial t} + \frac{3}{2} \bar{u}_s \cdot \nabla p_s + \frac{5}{2} p_s \nabla \cdot \bar{u}_s - \nabla (\lambda_{sn} \nabla T_s) \\ = - \frac{3n_s m_s v_{sn}}{m_s + m_n} K(T_s - T_n) \end{aligned} \quad (V.3.5)$$

où T_s est la température de l'espèce s

T_n est la température des neutres

λ_{sn} est la conductibilité thermique donnée par

$$\lambda_{sn} = [(15Kp_s) / (4m_s c_s v_{sn})]$$

et c_s est un nombre sans dimension compris entre 1 et 2

TANENBAUM (1968).

Linéarisons les équations (V.3.3) à (V.3.5) en tenant compte de (V.3.1).
Supposons momentanément que les valeurs numériques de P_s et L_s ap-
paraissant en (V.3.3) soient suffisamment petites pour pouvoir écrire
l'équation de continuité linéarisée sous la forme

$$\frac{n'_s}{n_{s0}} = \frac{k}{\omega} u'_s \quad (V.3.6)$$

ou encore sous forme matricielle

$$\begin{pmatrix} n'_e/n_{e0} \\ n'_-/n_{-0} \\ n'_+/n_{+0} \end{pmatrix} = \frac{k}{\omega} \begin{pmatrix} u'_e \\ u'_- \\ u'_+ \end{pmatrix} \quad (V.3.7)$$

De plus si

$$\begin{aligned} u_{so} &= u_{no} = 0 \\ u'_n &= 0 \\ T_{so} &= T_{no} = T \end{aligned}$$

où l'indice n représente les neutres, on obtient en tenant compte de (V.3.5)

$$\begin{aligned} p'_s &= K n_{so} T'_s + KT n'_s \\ p'_s/n_{so} &= (ik \frac{5}{3} m_s V_s^2 / (iw + \sigma_s)) u'_s \\ &\quad + (m_s V_s^2 \sigma_s / (iw + \sigma_s)) \frac{n'_s}{n_{so}} \end{aligned} \quad (V.3.8)$$

avec

$$\begin{aligned} \sigma_s &= \frac{2m_s v_{sn}}{(m_s + m_n)} + \frac{5}{2} \cdot \frac{k^2 V_s^2}{c_s v_{sn}} \\ V_s^2 &= K T/m_s \end{aligned} \quad (V.3.9)$$

L'expression (V.3.8) peut s'écrire sous la forme matricielle

$$\begin{pmatrix} p'_e/n_{eo} \\ p'_-/n_{-o} \\ p'_+/n_{+o} \end{pmatrix} = ik \tilde{Q} \begin{pmatrix} u'_e \\ u'_- \\ u'_+ \end{pmatrix} + \tilde{R} \begin{pmatrix} n'_e/n_{eo} \\ n'_-/n_{-o} \\ n'_+/n_{+o} \end{pmatrix} \quad (V.3.10)$$

\tilde{Q} et \tilde{R} étant des matrices diagonales dont les éléments sont donnés par

$$\begin{aligned} \tilde{Q}(s,s) &= \frac{5}{3} m_s V_s^2 / (iw + \sigma_s) \\ \tilde{R}(s,s) &= \frac{3}{5} \sigma_s \tilde{Q}(s,s) \end{aligned} \quad (V.3.11)$$

Le vecteur \bar{k} étant dirigé suivant l'axe des z, les seules fluctuations qui contribueront à la fluctuation de la concentration

seront celles ayant une composante suivant z. Dès lors le champ électrique qui apparaît dans l'équation de la quantité de mouvement sera un champ fluctuant donné par

$$E = \frac{in_{e0}|q_e|}{\omega \epsilon_0} \left(\sum_s \frac{n_{s0}}{n_{e0}} S_s u_s \right) \quad (V.3.12)$$

avec

$$s \equiv e, -, +$$

et où S_s est le signe de la charge de l'espèce s.

S'il n'y a que des électrons et des ions positifs (V.3.12) devient

$$E = \frac{in_{e0}|q_e|}{\omega \epsilon_0} (u_+ - u_e) \quad (V.3.13)$$

tandis qu'en présence d'ions négatifs nous aurons

$$E = \frac{in_{e0}|q_e|}{\omega \epsilon_0} ((\lambda+1) u_+ - \lambda u_- - u_e) \quad (V.3.14)$$

où λ garde sa signification habituelle $\lambda = n_{-0}/n_{e0}$. nous pouvons maintenant écrire l'équation de la quantité de mouvement sous la forme

$$\tilde{C} \begin{vmatrix} u'_e \\ u'_- \\ u'_+ \end{vmatrix} + \frac{\omega}{k} \tilde{D} \begin{vmatrix} n'_e/n_{e0} \\ n'_-/n_{-0} \\ n'_+/n_{+0} \end{vmatrix} = \frac{i\omega}{k^2 KT} \begin{vmatrix} f_e \\ f_- \\ f_+ \end{vmatrix} \quad (V.3.15)$$

Si l'on note \tilde{V} la matrice diagonale dont les éléments sont donnés par

$$\tilde{V}(s,s) = m_s v_s^2 \quad (V.3.16)$$

La matrice \tilde{D} dans (V.3.15) sera diagonale et donnée par

$$\tilde{D} = \tilde{V}^{-1} \tilde{R}$$

$$\tilde{D}(s, s) = \sigma_s / (i\omega + \sigma_s) \quad (V.3.17)$$

La matrice \tilde{C} est donnée par la relation matricielle.

$$\tilde{C} = \tilde{G} + \tilde{J} + i\omega \tilde{V}^{-1} \tilde{Q} \quad (V.3.18)$$

La matrice \tilde{G} apparaît comme la contribution directe de l'équation de la quantité de mouvement. Cette matrice est formée par les coefficients des vitesses u_s qui apparaissent après linéarisation de (V.3.4). \tilde{G} est diagonale et ces éléments sont donnés par

$$\tilde{G}(s, s) = \frac{-\omega^2}{k^2 v_s^2} + i\omega \left[\frac{4}{3 d_s v_{sn}} + \frac{v_{sn}}{k^2 v_s^2} \right] \quad (V.3.19)$$

\tilde{J} est la matrice qui apparaît après avoir explicité le champ électrique sous forme (V.3.9) et après l'avoir réintroduit dans l'équation (V.3.4)

$$\tilde{J} \equiv \alpha^2 \begin{vmatrix} 1 & \lambda & -(\lambda + 1) \\ 1 & \lambda & -(\lambda + 1) \\ -1 & -\lambda & (\lambda + 1) \end{vmatrix} \quad (V.3.20)$$

$$\text{avec } \alpha = (k \lambda_D)^{-1}$$

Compte tenu de l'équation de continuité linéarisé (V.3.7) nous avons

$$\tilde{Z}' = \tilde{C} + \tilde{D} \quad (V.3.21)$$

$$\tilde{Z}' \begin{vmatrix} u'_e \\ u'_- \\ u'_+ \end{vmatrix} = \frac{i\omega}{k^2 KT} \begin{vmatrix} f_e \\ f_i \\ f_+ \end{vmatrix}$$

Si l'on modifie cette dernière équation de manière à faire apparaître un flux

$$y_s = n_{so} u_s \quad (V.3.22)$$

si l'on pose

$$\tilde{Z} = \frac{k}{i\omega} \tilde{Y} \tilde{X}^{-1} \quad (\text{V.3.23})$$

où \tilde{X} est une matrice diagonale dont les éléments sont égaux aux concentrations d'équilibre, c'est-à-dire

$$\tilde{X}(s, s) = n_{s0} \quad (\text{V.3.24})$$

il vient alors

$$\tilde{Z} \begin{vmatrix} Y_e \\ Y_- \\ Y_+ \end{vmatrix} = \frac{1}{KT} \begin{vmatrix} f_e \\ f_- \\ f_+ \end{vmatrix} \quad (\text{V.3.25})$$

Adoptons la notation

$$\tilde{F} = \begin{vmatrix} f_e \\ f_i \\ f_+ \end{vmatrix} \quad (f_e^* \ f_-^* \ f_+^*) \quad (\text{V.3.26})$$

$$\tilde{Y} = \begin{vmatrix} Y_e \\ Y_- \\ Y_+ \end{vmatrix} \quad (Y_e^* \ Y_-^* \ Y_+^*)$$

où * indique le complexe conjugué.

Les matrices \tilde{Z} et \tilde{Y} , avec $\tilde{Y} = (\tilde{Z})^{-1}$, sont respectivement les matrices d'admittances et d'impédances généralisées; le théorème de fluctuation-dissipation leurs est applicable et conduit à

$$\begin{aligned} \tilde{F} &= \frac{0.5}{\pi} (\tilde{Z} + \tilde{Z}^+) \\ \tilde{Y} &= \frac{0.5}{\pi} (\tilde{Y} + \tilde{Y}^+) \end{aligned} \quad (\text{V.3.27})$$

où l'on a indiqué par "+" la matrice hermitienne conjuguée. Le premier élément diagonal de $\tilde{\Gamma} \equiv \Gamma(e,e) = \gamma_e \gamma_e^*$ permet de calculer directement le spectre de puissance de la fluctuation électronique

$$n_e n_e^* = \frac{k^2}{\omega^2} \gamma_e \gamma_e^* \quad (\text{V.3.28})$$

Nous sommes maintenant en mesure de préciser la discussion du paragraphe V.2 ainsi que les résultats résumés qualitativement par la figure (V.3). Si l'on ne tient pas compte du champ électrique, la matrice \tilde{J} (V.3.20) est identiquement nulle. La matrice \tilde{C} devient alors diagonale et il en va de même pour les matrices \tilde{Z}' , \tilde{Z} et \tilde{Y} . L'élément $\tilde{\Gamma}(e,e)$ ne dépend plus des grandeurs qui caractérisent le mouvement des ions. Nous sommes en présence d'un spectre purement électronique comme celui imaginé par GORDON (1958). De plus si α^2 est très petit nous retrouvons la définition de SHEFFIELD (1975), le rôle du couplage électrique donné par \tilde{J} devenant négligeable. Par contre l'interaction électrons - ions fait apparaître grâce à la matrice \tilde{J} des termes non diagonaux dans les matrices d'admittances et d'impédances. En effet le couplage électrostatique se traduit par la présence d'un champ électrique dans l'équation de la quantité de mouvement qui conduit après linéarisation à l'apparition de la matrice \tilde{J} . Cette matrice fait apparaître dans la matrice d'impédance \tilde{Z} une partie non diagonale qui compte tenu de (V.3.23) à la forme

$$\text{Partie non diagonale de } \tilde{Z} \equiv \frac{k}{i\omega} \alpha^2 \begin{vmatrix} 1 & \lambda & -(\lambda+1) \\ 1 & \lambda & -(\lambda+1) \\ -1 & -\lambda & \lambda+1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 1/n_{e0} & & \\ & 1/n_{-0} & \\ & & 1/n_{+0} \end{vmatrix}$$

$$(\text{V.3.29})$$

Cette dernière relation permet de comprendre la forme des spectres. En effet même avec α^2 non négligeable, par exemple pour $0.1 < \alpha^2 < 1$ les termes non diagonaux vont disparaître pour des valeurs de ω grandes par rapport à α^2 à cause du terme $\frac{\alpha}{\omega}$. Ceci implique que, pour les hautes fréquences, le spectre de puissance se réduit toujours à sa partie électronique. La partie ionique du spectre ne sera importante que dans la partie basses fréquences du spectre, pour autant que α^2 ne soit pas négligeable. Nous voyons également que la complexité de la situation ne permet pas de retenir les définitions due à SHEFFIELD (1975) qui ont été mentionnées au paragraphe V.2.

V.4. Expressions analytiques de la section efficace et de la puissance

Il n'est pas évident que nous puissions retrouver, avec la formalisme utilisé au paragraphe V.3 les relations de TANENBAUM (1968), de MATHEWS (1978) et celles de FUKUYAMA et KOFMAN (1980). Ceci d'autant plus que ces auteurs n'utilisent pas exactement les mêmes hypothèses. En effet, TANENBAUM (1968) travaille sans ions négatifs et fait l'hypothèse d'une force aléatoire agissant sur les seuls électrons. MATHEWS (1978) travaille avec des ions négatifs et suppose l'existence d'une force aléatoire agissant sur les électrons aussi bien que sur les ions tant positifs que négatifs. En revanche, il doit admettre que ces forces sont décorréelées. Dans les relations que nous utilisons au paragraphe V.3 nous ne faisons aucune hypothèse de ce genre. Nous allons cependant montrer que les résultats auxquels nous arrivons sont strictement identiques à ceux des auteurs précités. Ces résultats se réduisent à ceux de TANENBAUM en l'absence d'ions négatifs. Partant des relations définies au paragraphe V.3 nous avons

$$\begin{aligned} n_e n_e^* &= \frac{k^2}{\omega^2} \cdot \frac{1}{2\pi} (\tilde{Y} + \tilde{Y}^+)_{(e,e)} \\ &= \frac{k^2}{\omega^2} \frac{1}{\pi} R_e (\tilde{Y}(e,e)) \end{aligned} \quad (V.4.1)$$

Compte tenu de (V.3.23) et de (V.4.1) le premier terme de la matrice d'admittance fournira le carré du modèle de la fluctuation électronique

$$\begin{aligned}\tilde{Y} &= \frac{i\omega}{k^2} \tilde{X} (\tilde{C} + \tilde{D})^{-1} \\ n_e n_e^* &= R_e \left\{ \frac{i}{\omega} \frac{1}{\pi} n_{e0} [(\tilde{C} + \tilde{D})^{-1}]_{(e,e)} \right\} \\ &= - \frac{n_{e0}}{\omega\pi} I_m [(\tilde{C} + \tilde{D})^{-1}]_{(e,e)}\end{aligned}\quad (V.4.2)$$

où R_e et I_m désignent respectivement la partie réelle et la partie imaginaire.

Si nous décomposons la matrice \tilde{Z}' en partie diagonale et non diagonale nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned}\tilde{C} + \tilde{D} = \tilde{Z}' &= \tilde{Z}'' + \tilde{J} \\ \tilde{Z}' &= \begin{vmatrix} z''_e & & \\ & z''_- & \\ & & z''_+ \end{vmatrix} + \alpha^2 \begin{vmatrix} 1 & \lambda & -(\lambda+1) \\ 1 & \lambda & -(\lambda+1) \\ -1 & -\lambda & \lambda+1 \end{vmatrix}\end{aligned}\quad (V.4.3)$$

les éléments z''_s de la matrice diagonale \tilde{Z}'' sont obtenus en tenant compte de (V.3.11), (V.3.17) et (V.3.18). Ils sont donnés par

$$\begin{aligned}z''_s &= -\omega^2 (kV_s)^{-2} + i\omega [4(3ds v_{sn})^{-1} + v_{sn} (kV_s)^{-2}] \\ &+ \frac{5}{3} \frac{i\omega}{i\omega + \sigma_s} + \frac{1}{i\omega + \sigma_s}\end{aligned}\quad (V.4.4)$$

Le déterminant de \tilde{Z}' , $\det(\tilde{Z}')$, est donné par

$$\begin{aligned}\det(\tilde{Z}') &= \alpha^2 [z''_e z''_- (\lambda+1) + \lambda z''_e z''_+ + z''_e z''_+ + z''_- z''_+] \\ &+ z''_e z''_- z''_+\end{aligned}\quad (V.4.5)$$

L'élément (e,e) de $(\tilde{Z}')^{-1}$ est donné par

$$(\tilde{Z}')^{-1}_{(e,e)} = \{z''_- \alpha^2 (\lambda+1) + \alpha^2 \lambda z''_+ + z''_- z''_+\} / \det(\tilde{Z}') \quad (V.4.6)$$

en tenant compte de (V.4.1), (V.4.5) et (V.4.6) nous obtenons

$$n_e n_e^* = - \frac{n_{e0}}{\omega\pi} I_m \left[\frac{z''_- \alpha^2 (\lambda+1) + \alpha^2 \lambda z''_+ + z''_- z''_+}{\alpha^2 [z''_e z''_- (\lambda+1) + \lambda z''_e z''_+ + z''_- z''_+]} + z''_e z''_- z''_+ \right] \quad (V.4.7)$$

(V.4.7) est très exactement la solution trouvée par FUKUYAMA (1978). FUKUYAMA et KOFMAN (1980) ont montré qu'en l'absence d'ions négatifs ces résultats étaient identiques à ceux de TANENBAUM (1968). On peut montrer qu'il en est également ainsi en partant du formalisme matriciel pour deux espèces ($s \equiv e, +$). La matrice \tilde{Y} se réduit alors à une matrice 2 x 2 donnée par

$$\tilde{Y} = \alpha^2 \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{vmatrix} \quad (V.4.8)$$

Le déterminant de la matrice Z' correspondante devient alors

$$\det(\tilde{Z}') = z''_e z''_+ + \alpha^2 (z''_e + z''_+) \quad (V.4.9)$$

l'élément (e,e) de $(\tilde{Z}')^{-1}$ devient

$$(\tilde{Z}')^{-1}_{(e,e)} = (z''_+ + \alpha^2) / \det(\tilde{Z}') \quad (V.4.10)$$

et finalement

$$n_e n_e^* = - \frac{n_{e0}}{\omega\pi} I_m \left\{ \frac{z''_+ + \alpha^2}{z''_e z''_+ + \alpha^2 (z''_e + z''_+)} \right\}$$

(V.4.11) est bien la relation proposée par TANENBAUM (1968).

Nous pouvons également montrer que l'hypothèse de non corrélation des forces aléatoires extérieures au système qui est utilisée par MATHEWS (1978) découle automatiquement de notre formalisme matriciel. En effet d'après (V.3.29) la seule matrice non diagonale qui va apparaître dans l'expression de l'impédance est la matrice \tilde{J} avec un facteur multiplicatif $-\frac{ik^2}{\omega}$. On vérifie aisément que

$$\tilde{J} \tilde{X}^{-1} = \tilde{X}^{-1} \tilde{J}^t \quad (\text{V.4.12})$$

où t indique la transposée. Dès lors compte tenu de ce que \tilde{J} est réelle la contribution à la partie hermitienne de $\tilde{Z}_j - \frac{ik}{\omega} \tilde{J}$ est nulle. La partie hermitienne de la matrice d'impédance est diagonale ce qui implique que les forces sont décorrélées. En utilisant les notations de TANENBAUM (1968) et de FUKUYAMA (1978)

$$\Delta_s = \frac{1 + i (5\omega/3\sigma_s)}{1 + i (\omega/\sigma_s)} \quad (\text{V.4.13})$$

$$\theta_s = \frac{\omega}{\sqrt{2} kV_s}$$

l'expression (V.4.4) se transforme en :

$$z''_s = \Delta_s + 2i \theta_s [\Psi_s + 2(3 d_s \Psi_s)^{-1}] - 2\theta_s^2 \quad (\text{V.4.14})$$

Partant de cette dernière expression, FUKUYAMA (1978) discute la forme approximative des spectres, nous les résumerons ici. La partie ionique est décrite en fréquences angulaires normalisées (θ_s) par :

$$\theta_e \ll \theta_+ \quad (\text{V.4.15})$$

$$\theta_- \leq 1$$

(V.4.15) conduit aux approximations suivantes

$$z''_+ = 1 + 2i \Psi_+ \theta_+ \quad (V.4.16)$$

$$z''_- = 1 + 2i \Psi_- \theta_-$$

$$z''_e = 1$$

On suppose de plus que $\Psi_+ \theta_+ = \Psi_- \theta_- = \Psi_i \theta_i$, c'est-à-dire que les masses et les fréquences de collisions ions-neutres sont approximativement les mêmes pour les ions négatifs et positifs alors la section efficace différentielle de diffusion incohérente pour la partie ionique est donnée par

$$\sigma_I(\omega_0 \pm \omega) d\omega = 2 \frac{n_{e0} r_e^2}{\pi} \frac{(1 + 2\lambda) \Psi_i d\theta_i}{[2(1+\lambda) + \alpha^{-2}]^2 + 4(1+\alpha^{-2})^2 \Psi_i^2 \theta_i^2} \quad (V.4.17)$$

avec $\Psi_i \gg 1$.

La dépendance par rapport à ω donne à (V.4.17) une forme "Lorentzienne" dont la largeur est proportionnelle à

$$[2(1+\lambda) \alpha^2 + 1]/(\alpha^2 + 1) \Psi_i \quad (V.4.18)$$

Nous voyons que cette expression dépend à la fois de la présence des ions négatifs par le paramètre λ , de la fréquence de collision ions-neutres par le paramètre Ψ_i et de la fréquence de l'onde incidente par le paramètre α . La dépendance par rapport à la température se fait au travers des deux paramètres α et Ψ_i . L'utilisation des paramètres Ψ_s et θ_s masque une dépendance de la section efficace de diffusion par rapport à la masse. Comme Ψ_s et θ_s sont des fonctions inverses de V_s (V.4.13) elles sont donc aussi (V.3.9) des fonctions directes de la racine carrée de la masse des ions. L'étude de la partie ionique peut faire apparaître d'éventuelles variations importantes de la masse des ions. Certains espèrent s'en servir comme "détecteur" de l'apparition, en fonction de l'altitude, des ions complexes hydratés.

La partie électronique du spectre peut être étudiée dans la zone des fréquences angulaires normalisées définie par

$$\left. \begin{array}{l} \theta_+ \\ \theta_- \end{array} \right\} \gg \theta_e \geq 1 \quad (\text{V.4.19})$$

Les approximations pour z''_s sont alors données par

$$\begin{aligned} z''_+ &= -2\theta_+^2 + 2i\Psi_+\theta_+ \\ z''_- &= -2\theta_-^2 + 2i\Psi_-\theta_- \\ z''_e &= 1 + 2i\Psi_e\theta_e \end{aligned} \quad (\text{V.4.20})$$

La section efficace différentielle de diffusion incohérente s'écrit alors pour la partie électronique

$$\sigma_E(\omega_0 \pm \omega) d\omega = \frac{2n_{e0} r_e^2}{\pi} \frac{\Psi_e d\theta_e}{(1+\alpha^2)^2 + 4\Psi_e^2 \theta_e^2} \quad (\text{V.4.21})$$

avec $\Psi_e \gg 1$.

La dépendance par rapport à ω fait à nouveau apparaître une "Lorentzienne" dont la largeur est proportionnelle à

$$(1 + \alpha^2)^2 / \Psi_e \quad (\text{V.4.22})$$

La largeur du spectre dépend de la fréquence de l'onde incidente par la paramètre α , de la fréquence de collision électrons-neutres par la paramètre Ψ_e et de la température par les paramètres α et Ψ_e . L'intégration de (V.4.17) et de (V.4.21) conduit à une approximation des puissances diffusées par les parties ioniques et électroniques.

$$\begin{aligned}
 P_I(\alpha, \lambda) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_I(\omega_0 + \omega) d\omega \\
 &= n_{e0} r_e^2 \frac{1 + 2\lambda}{[2(1+\lambda) + \alpha^{-2}] (1 + \alpha^2)} \quad (V.4.23)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 P_E(\alpha) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_E(\omega_0 + \omega) d\omega \\
 &= n_{e0} r_e^2 / (1 + \alpha^2) \quad (V.4.24)
 \end{aligned}$$

$$P_{TOT} = P_E(\alpha) + P_I(\alpha, \lambda) \quad (V.4.25)$$

Ces relations sont importantes parce qu'il est plus aisé expérimentalement de mesurer des puissances que la forme des spectres. Etant une fonction de α et de λ , la puissance ionique dépend de la fréquence de l'onde incidente et de la nature des charges négatives rencontrées dans le milieu diffusant. Avant de s'intéresser à l'apport dû à la chimie des ions négatifs il est intéressant de revenir un moment à la discussion du paragraphe (V.2) pour mieux faire comprendre le rôle joué par les ions négatifs dans l'approche M.F.K. (MATHEWS-FUKUYAMA-KOFMAN).

Nous avons représenté à la figure (V.4) la longueur de DEBYE en fonction de l'altitude dans la région D. Nous avons également indiqué les demi-longueurs d'ondes pour les émetteurs de St. SANTIN valable également pour EISCAT (E) et ARECIBO (A). Il est clair qu'en dessous d'une zone de transition comprise entre 70 et 65 km la longueur de DEBYE devient supérieure aux demi-longueurs d'ondes qui caractérisent les émetteurs considérés. Nous nous trouvons alors dans le cas d'une diffusion purement incohérente décrite au paragraphe V.2. Le spectre de cette diffusion devrait se réduire à la seule partie électronique, or il n'en est pas ainsi. Cette contradiction n'est qu'apparente, nous sommes en présence de plusieurs espèces de charges négatives et la longueur de DEBYE (λ_D) cesse d'être une longueur caractéristique pour autant que l'on maintienne la définition (V.2.15). Rappelons que l'on peut, entre autre introduire la longueur de DEBYE (YEH et LIU, 1972, p. 87) à partir

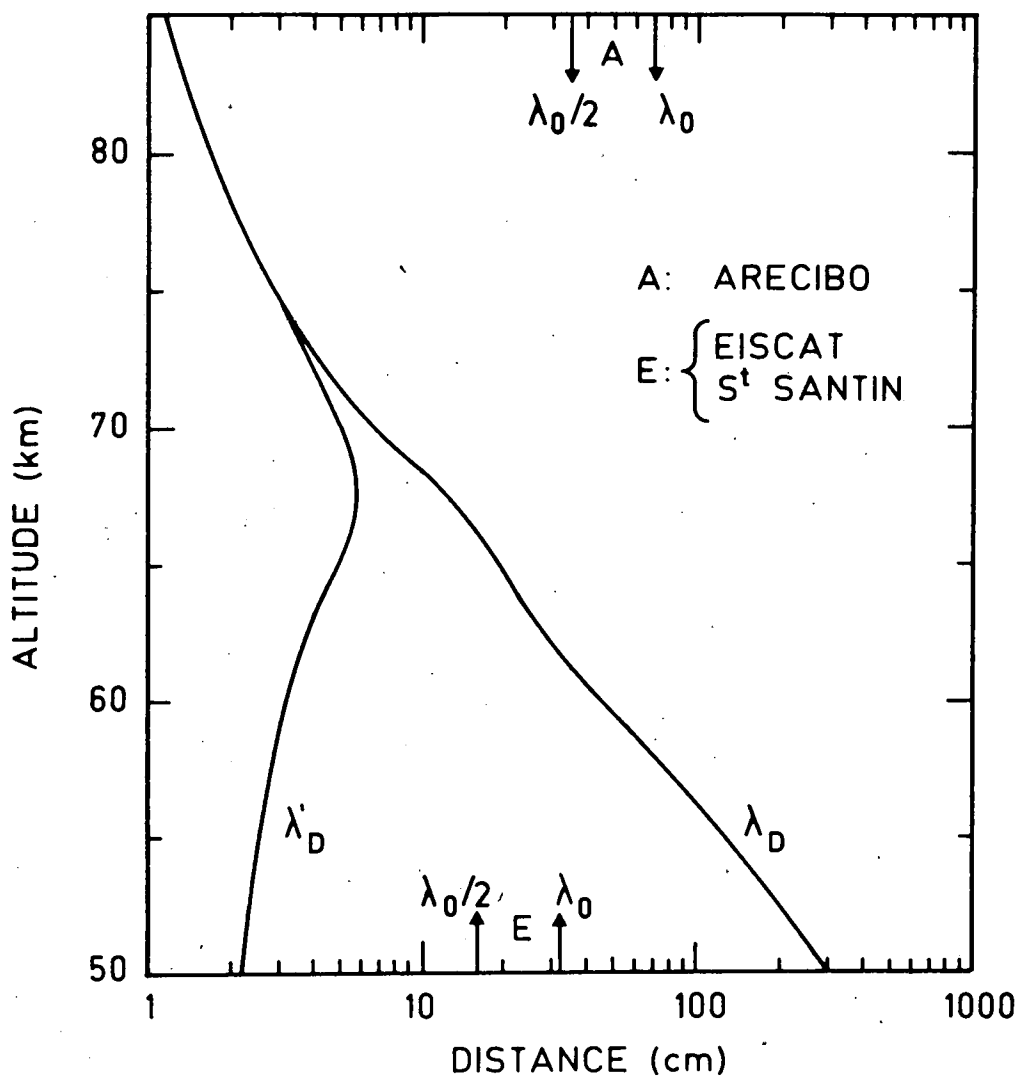


Fig. V.4. - Longueur de DEBYE (λ_D) et longueur de DEBYE corrigée par la présence des ions négatifs (λ'_D) dans la mésosphère. Les longueurs d'onde et les demi-longueurs d'onde des stations d'ARECIBO de St SANTIN et d'EISCAT sont représentées par des flèches.

de l'énergie qu'il faut à une charge positive pour vaincre la barrière de potentiel créée par un surplus de charges dans une zone donnée. Comme nous sommes en présence de plusieurs espèces de charges négatives, il faut remplacer la valeur de la concentration électronique dans l'expression de λ_D par la concentration totale des charges négatives. Ceci conduit à

$$n_{eo} \rightarrow n_{eo}(\lambda+1) \quad (V.4.26)$$

$$\lambda'_D = \lambda_D(\lambda+1)^{-1/2}$$

où λ'_D représente la nouvelle distance caractéristique en présence d'ions négatifs.

Les valeurs de λ'_D sont également représentées à la figure (V.4). On remarque que λ'_D reste toujours inférieure à la demi-longueur d'onde des deux émetteurs repris à la figure (V.4). Il en découle le maintien de la composante ionique dans le spectre de diffusion incohérente.

V.5. Influence de la chimie des ions négatifs

En linéarisant l'équation de continuité (V.3.3) nous avons supposé que les termes de productions et de pertes chimiques étaient négligeables. Or, nous savons que la concentration électronique se maintient dans l'ionosphère inférieure grâce à un mécanisme de "feedback" qui lie les concentrations électroniques et ioniques négatives entre elles. Ceci se traduit dans le modèle équivalent à 3 constituants, par la présence de coefficient de réaction L_g dont les valeurs numériques sont loin d'être négligeables. Nous pouvons dès lors supposer qu'il y a lieu d'introduire dans notre formalisme matriciel les termes de productions et de pertes chimiques.

Réécrivons les équations de continuité pour les trois constituants du modèle équivalent, il vient :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \bar{u}_e) = \gamma_e + n_- L_- - n_e L_e - \alpha_{e+} n_e n_+$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_-}{\partial t} + \nabla \cdot (n_- \bar{u}_-) &= n_e L_e - n_- L_- - \alpha_{-+} n_- n_+ \\ \frac{\partial n_+}{\partial t} + \nabla \cdot (n_+ \bar{u}_+) &= \gamma_e - n_+ (\alpha_{e+} n_e + \alpha_{-+} n_-) \end{aligned} \quad (\text{V.5.1})$$

En négligeant la recombinaison mutuelle et la production de paires devant l'attachement et le détachement électronique, il vient après linéarisation de (V.5.1)

$$\begin{aligned} i\omega n'_e - ik n_{e0} u'_e &= n'_- L_- - n'_e L_e \\ i\omega n'_- - ik n_{-0} u'_- &= n'_e L_e - n'_- L_- \\ i\omega n'_+ - ik n_{+0} u'_+ &= 0 \end{aligned} \quad (\text{V.5.2})$$

Rappelons que le fait de ne garder que les termes en L_e et en L_- implique l'approximation

$$\lambda = n_{-0}/n_{e0} = L_e/L_- \quad (\text{V.5.3})$$

En exprimant (V.5.2) sous forme matricielle il apparaît :

$$\begin{pmatrix} n'_e/n_{e0} \\ n'_-/n_{-0} \\ n'_+/n_{+0} \end{pmatrix} = \frac{k}{\omega} \tilde{A}^{-1} \begin{pmatrix} u'_e \\ u'_- \\ u'_+ \end{pmatrix} \quad (\text{V.5.4})$$

avec

$$\tilde{A} = \frac{1}{\omega} \begin{vmatrix} \omega - iL_e & iL_e & 0 \\ iL_- & \omega - iL_e & 0 \\ 0 & 0 & \omega \end{vmatrix} \quad (\text{V.5.5})$$

ce qui conduit en tenant compte de V. 3 à :

$$\tilde{A}^{-1} = \frac{1}{\omega - i(L_e + L_-)} \begin{vmatrix} \omega - iL_- & -iL_e & 0 \\ -iL_e & \omega - iL_e & 0 \\ 0 & 0 & \omega - i(L_e + L_-) \end{vmatrix} \quad (\text{V.5.6})$$

Les équations de la quantité de mouvement gardent la même forme que celles trouvées au paragraphe (V.3.). Réécrivons la relation (V.3.15)

$$\tilde{c} \begin{vmatrix} u_e \\ u_- \\ w_+ \end{vmatrix} + \frac{\omega}{k} \tilde{D} \begin{vmatrix} n'_e/n_{e0} \\ n'_-/n_{-0} \\ n'_+/n_{+0} \end{vmatrix} = \frac{i\omega}{k^2 KT} \begin{vmatrix} f_e \\ f_- \\ f_+ \end{vmatrix}$$

Partant de cette relation il faut tenir compte de (V.5.4) pour établir les nouvelles matrices d'admittances et d'impédances. La nouvelle matrice \tilde{Z}' s'écrit :

$$\tilde{Z}' = \tilde{C} + \tilde{D}(\tilde{A})^{-1} \quad (V.5.7)$$

Les matrices \tilde{Z} et \tilde{Y} deviennent

$$\begin{aligned} \tilde{Z} &= \frac{k}{i\omega} \tilde{Z}'(\tilde{X})^{-1} \\ \tilde{Z} &= \frac{k}{i\omega} (\tilde{C}(\tilde{X})^{-1} + \tilde{D}(\tilde{A})^{-1}(\tilde{X})^{-1}) \\ \tilde{Y} &= (\tilde{Z})^{-1} \end{aligned} \quad (V.5.8)$$

La différence fondamentale par rapport à ce qui a été développé au paragraphe V.3 vient de la relation (V.5.4) qui lie la fluctuation des concentrations à celle des vitesses. Cette relation est assurée par une matrice non diagonale ce qui conduit à l'apparition de nouveaux termes non diagonaux dans les matrices d'impédances et d'admittances généralisées par l'entremise de (V.5.7) et (V.5.8). Ils décrivent une organisation supplémentaire du milieu ionosphérique induit par la chimie des charges négatives.

En partant des relations (V.5.8) on peut, par application du théorème de fluctuation-dissipation, définir, comme au paragraphe V.3 une matrice

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma} &= \begin{vmatrix} \gamma_e \\ \gamma_- \\ \gamma_+ \end{vmatrix} \quad (\gamma_e^* \ \gamma_-^* \ \gamma_+^*) & (V.5.9) \\ &= \frac{1}{2\pi} (\tilde{Y} + \tilde{Y}^+) \end{aligned}$$

Il devient possible d'obtenir une expression donnant

$$\tilde{N} = \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \end{vmatrix} \quad (n'_e \ n'_- \ n'_+)^* \quad (V.5.10)$$

En tenant compte de (V.5.4) et de la propriété $\tilde{X}^+ = \tilde{X}$, on obtient

$$\tilde{N} = \frac{k^2}{\omega} \tilde{X}(\tilde{A})^{-1} (\tilde{X})^{-1} \tilde{\Gamma}(\tilde{X})^{-1} (\tilde{A}^{-1})^+ \tilde{X} \quad (V.5.11)$$

La relation (V.5.11) est une généralisation de celle développée par DOUGHERTY et FARLEY (1960) et appelle quelques commentaires.

A l'entrée du système formé par l'ensemble des réactions chimiques, se trouve présente une fluctuation des flux dont les spectres et les co-spectres de puissances sont décrits par la matrice $\tilde{\Gamma}$. Cette fluctuation à l'entrée du système induit une fluctuation des concentrations à la sortie du système. Les spectres et les co-spectres de puissances de fluctuation à la sortie sont décrits par la matrice \tilde{N} . La matrice $\frac{k}{\omega} \tilde{X}(\tilde{A})^{-1} (\tilde{X})^{-1}$ qui lie le vecteur des fluctuations de flux à celui des fluctuations de concentrations

$$\begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \end{vmatrix} = \frac{k}{\omega} \tilde{X}(\tilde{A})^{-1} (\tilde{X})^{-1} \begin{vmatrix} \gamma'_e \\ \gamma'_- \\ \gamma'_+ \end{vmatrix} \quad (V.5.12)$$

apparaît comme une matrice de transfert. Nous nous trouvons très exactement dans le cas décrit par BARAKAT (1963) en optique. Suivant cet

auteur, la relation (V.3.11) serait simplement une généralisation à n dimensions de la relation bien connue à une dimension et qui lie les spectres de puissances à l'entrée et à la sortie d'un système

$$S_{OUT} = |\text{Tr}|^2 S_{IN} \quad (\text{V.5.13})$$

où S_{OUT} et S_{IN} sont les spectres de puissances, Tr la fonction de transfert et $|\cdot|$ le module (PAPOULIS, 1965).

V.6. Relation analytique donnant le spectre de puissance de la fluctuation chimique

La chimie est un processus lent devant l'agitation thermique, l'apport des termes de production et de pertes dans l'équation de continuité ne peut être marquant qu'aux basses fréquences. Nous sommes dès lors conduit à l'étude du comportement des relations matricielles lorsque ω tend vers zéro. Une bonne approche du problème consiste à remarquer que

$$\begin{aligned} \tilde{C} &\xrightarrow[\omega \rightarrow 0]{} \tilde{J} \\ \tilde{D} &\xrightarrow[\omega \rightarrow 0]{} \tilde{I} \end{aligned} \quad (\text{V.6.1})$$

où \tilde{I} est la matrice unité.

Ceci conduit à

$$\tilde{Z} = \frac{k^2}{i\omega} (\tilde{J} + (\tilde{A})^{-1}) \cdot (\tilde{X})^{-1} \quad (\text{pour } \omega \rightarrow 0) \quad (\text{V.6.2})$$

De plus on peut vérifier que la matrice \tilde{J} possède quelques propriétés remarquables.

$$\tilde{J} \cdot (\tilde{A})^{-1} = \tilde{A} \cdot \tilde{J} = \tilde{J}$$

$$\tilde{J}^2 = \tilde{J} \cdot \tilde{J} \cdot 2\alpha^2(\lambda+1) \tilde{J} \quad (\text{V.6.3})$$

$$(\tilde{J} + \tilde{I})^{-1} = -1/[2\alpha^2(\lambda+1) + 1] \tilde{J} + \tilde{I}$$

$$\det(\tilde{J}) = 0$$

En tenant compte de (V.6.3), (V.6.2) devient

$$\tilde{Z} = \frac{k^2}{i\omega} (\tilde{J} + \tilde{I}) \cdot (\tilde{A})^{-1} \cdot (\tilde{X})^{-1} \quad (\text{V.6.4})$$

$$\tilde{Y} = (\tilde{Z})^{-1} = \frac{i\omega}{k^2} \tilde{X} \cdot \tilde{A} (\tilde{J} + \tilde{I})^{-1}$$

$$\tilde{Y} = \frac{i\omega}{k^2} \tilde{S} \cdot \tilde{A} - \frac{i\omega}{2\alpha^2(\lambda+1)+1} \tilde{X} \cdot \tilde{J} \quad (\text{V.6.5})$$

Sachant que le deuxième terme du membre de droite de (V.6.5) ne contribue pas à la partie hermitienne de \tilde{Y} et que \tilde{X} est une matrice réelle diagonale on peut écrire

$$\tilde{I}_{(\omega \text{ petit})}^{\tilde{Y}} \sim \frac{1}{2\pi} \frac{\omega}{k^2} i(\tilde{X} \tilde{A} - \tilde{A}^+ \tilde{X})$$

$$\tilde{I}_{(\omega \text{ petit})}^{\tilde{Y}} \sim \frac{1}{2\pi} \frac{\omega}{k^2} i(\tilde{X} \cdot \tilde{A} - \tilde{A}^+ \tilde{X}) \quad (\text{V.6.6})$$

$$\tilde{N}_{(\omega \text{ petit})}^{\tilde{Y}} \sim \frac{1}{2\pi} \frac{1}{i\omega} [\tilde{X}(\tilde{A})^{-1} - (\tilde{A}^{-1})^+ \tilde{X}] \quad (\text{V.6.7})$$

En utilisant les définitions de \tilde{X} et de $(\tilde{A})^{-1}$ on peut expliciter

$$\tilde{X} \cdot (\tilde{A})^{-1} = \frac{n_{e0}}{\omega - i(L_e + L_i)} \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \lambda & 0 \\ 0 & 0 & \lambda+1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -\omega - iL_- & -iL_e & 0 \\ -iL_i & \omega - iL_e & 0 \\ 0 & 0 & \omega - i(L_e + L_-) \end{vmatrix} \quad (\text{V.6.8})$$

Dès lors :

$$[\tilde{X} \cdot (\tilde{A})^{-1}]_{(e,e)} = n_{eo} \frac{\omega - iL_-}{\omega - i(L_e + L_-)} \quad (V.6.9)$$

$$\frac{1}{2i} (\tilde{X}(\tilde{A})^{-1} - (\tilde{A}^{-1})^+ \tilde{X})_{(e,e)} = n_{eo} \frac{\omega L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (V.6.10)$$

$$\tilde{N}_{(e,e)} = \frac{1}{\pi} n_{eo} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (V.6.11)$$

Cette relation n'est strictement valable qu'au voisinage de $\omega = 0$. Cependant les calculs numériques montrent qu'elle reste une excellente approximation dans une bande de fréquence qui peut atteindre ± 10 Hz vers 60 km. La relation (V.6.11) est identique aux relations trouvées pour le spectre de puissance de la fluctuation chimique au chapitre IV. Ceci démontre bien la nature purement chimique de l'apport des termes en L_s dans les équations de continuité. Partant de (V.6.11) on peut écrire

$$\sigma_c(\omega_0 + \omega) d\omega = \frac{r_e^2}{\pi} n_{eo} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} d\omega \quad (V.6.12)$$

l'indice c indique qu'il s'agit de la partie chimique du spectre. Puisque l'on parle en diffusion incohérente de "puissance électronique" et de "puissance ionique" nous pouvons introduire par extension une "puissance chimique" P_c

$$\begin{aligned} P_c &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_c(\omega_0 + \omega) d\omega = n_{eo} \frac{L_e}{L_e + L_-} \\ &= n_{eo} \frac{\lambda}{\lambda + 1} \end{aligned} \quad (V.6.13)$$

V.7. Conclusions

Le formalisme matriciel qui a été développé dans le cadre d'une approche hydrodynamique nous a permis de retrouver l'ensemble des conclusions de différents auteurs qui ont traité le problème de la diffusion incohérente dans la mésosphère. L'utilisation combinée du théorème de fluctuation-dissipation dans la forme proposée par SEASHOLTZ (1971) et de notre approche matricielle permet de rationaliser les hypothèses relatives aux corrélations entre quantités fluctuantes utilisées

par ces auteurs en les faisant apparaître comme des conséquences du formalisme utilisé. De plus un parallélisme étroit peut être établi entre "l'organisation" du milieu introduit dans la description qualitative des premiers paragraphes de ce chapitre et l'apparition des termes non diagonaux dans la description matricielle. L'introduction nouvelle de la chimie dans la théorie se fait tout naturellement dans ce formalisme par l'apport d'une nouvelle matrice non diagonale qui décrit ainsi de nouveaux couplages et donc une nouvelle "organisation" du milieu. Nous comparerons au chapitre VI les résultats expérimentaux existants aux prévisions théoriques qui découlent de l'introduction de la chimie des charges négatives dans la théorie de la diffusion incohérente.

CHAPITRE VI

RESULTATS NUMERIQUES ET OBSERVATIONS

VI.1. Introduction

Ce chapitre a pour but de comparer les résultats obtenus à partir des différentes approches théoriques de la diffusion incohérente dans la mésosphère avec les quelques données expérimentales existantes. Nous y montrerons que l'apport de la chimie permet d'expliquer les niveaux de puissances rencontrés expérimentalement mais qu'en revanche un nouveau problème de largeur des raies va apparaître.

Le modèle équivalent défini au chapitre III sert de modèle de référence pour cette étude. Nous renvoyons aux figures et tableaux des premiers chapitres pour obtenir les valeurs numériques de la température, de la concentration totale et de la concentration électronique en fonction de l'altitude. Les valeurs des coefficients équivalents L_e et L_- ainsi que celles du paramètre λ , γ sont également données. Les valeurs numériques des vitesses thermiques et des fréquences de collision utilisées dans le calcul sont données au tableau (VI.1).

Afin de faciliter la discussion des résultats numériques nous avons résumé en trois tableaux les relations trouvées aux différents paragraphes du chapitre V. Ainsi le tableau (VI.2) donne les expressions des sections efficaces pour lesquelles on admet $V_- = V_+ = V_i$ et $v_- = v_+ = v_i$. Le tableau (VI.3) résume les relations trouvées pour les puissances. Enfin le tableau (VI.4) donne les expressions des demi-largeurs des raies.

TABLEAU VI.1 Vitesses thermiques (V_e , V_- , V_+) et fréquences de collision (ν_- , ν_+)

Altitude (km)	V_e (cm s ⁻¹)	V_- (cm s ⁻¹)	V_+ (cm s ⁻¹)	ν_- (s ⁻¹)	ν_+ (s ⁻¹)
50	6.40(+6)*	1.90(+4)	2.00(+4)	1.59(+7)	1.61(+7)
55	6.28(+6)	1.86(+4)	1.97(+4)	8.74(+6)	8.91(+6)
60	6.11(+6)	1.81(+4)	1.92(+4)	4.76(+6)	4.86(+6)
65	5.94(+6)	1.76(+4)	1.89(+4)	2.51(+6)	2.57(+6)
70	5.77(+6)	1.72(+4)	1.94(+4)	1.74(+6)	1.66(+6)
75	5.61(+6)	1.76(+4)	2.00(+4)	6.17(+5)	6.47(+5)
80	5.47(+6)	2.02(+4)	2.23(+4)	3.07(+5)	3.20(+5)

* 6.40(+6) correspond à 6.40×10^6

TABLEAU VI.2 Sections efficaces

1. Partie ionique

a) Sans ions négatifs

$$\begin{aligned}\sigma_I &= \sigma_{\text{TAN}}(\omega_o + \omega) d\omega \\ &= \frac{n_e r_e^2}{\pi} \frac{k^2 v_i^2 / v_{in}}{(k^2 v_i^2 / v_{in})^2 \left(\frac{2\alpha^2 + 1}{\alpha^2} \right)^2 + \omega^2 \left(\frac{2\alpha^2 + 1}{\alpha^2} \right)} d\omega\end{aligned}$$

b) avec ions négatifs - sans chimie

$$\begin{aligned}\sigma_I &= \sigma_{\text{MFK}}(\omega_o + \omega) d\omega \\ &= \frac{n_e r_e^2}{\pi} \frac{(k^2 v_i^2 / v_{in}) (2\lambda + 1)}{(k^2 v_i^2 / v_{in})^2 \left(\frac{2\alpha^2 (\lambda + 1) + 1}{\alpha^2} \right)^2 + \omega^2 \left(\frac{2\alpha^2 + 1}{\alpha^2} \right)} d\omega\end{aligned}$$

2. Partie électronique

$$\sigma_e(\omega_o + \omega) d\omega = \frac{n_e r_e^2}{\pi} \frac{k^2 v_e^2 / v_{en}}{(1 + \alpha^2)^2 (k^2 v_e^2 / v_{en})^2 + \omega^2} d\omega$$

3. Partie chimique

$$\sigma_c(\omega_o + \omega) d\omega = \frac{n_e r_e^2}{\pi} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} d\omega$$

TABLEAU VI.3 Puissances

1. Partie ionique

a) Sans ions négatifs

$$P_I(\alpha) = P_{\text{TAN}}(\alpha) = n_{\text{eo}} r_e^2 \frac{1}{(2+\alpha^{-2})(1+\alpha^{-2})}$$

b) avec ions négatifs - sans chimie

$$P_I(\alpha, \lambda) = P_{\text{MFK}}(\alpha, \lambda) = n_{\text{eo}} r_e^2 \frac{1 + 2\lambda}{[2(\lambda+1)+\alpha^{-2}](1+\alpha^{-2})}$$

2. Partie électronique

$$P_E(\alpha) = n_{\text{eo}} r_e^2 \frac{1}{1+\alpha^2}$$

3. Partie chimique

$$P_c(\lambda) = r_e^2 n_{\text{eo}} \frac{\lambda}{\lambda+1}$$

TABLEAU VI.4 Demi-largeurs

1. Partie ionique

a) Sans ions négatifs

$$f(1/2) = \frac{1}{2\pi} \frac{k^2 v_i^2}{v_i} [2\alpha^2 + 1]/(\alpha^2 + 1) \text{ (Hz)}$$

b) Avec ions négatifs-sans chimie

$$f(1/2) = \frac{1}{2\pi} \frac{k^2 v_i^2}{v_i} \left[\frac{2\alpha^2 (\lambda+1) + 1}{\alpha^2 + 1} \right]$$

2. Partie électronique

$$f(1/2) = \frac{1}{2\pi} \frac{k^2 v_e^2}{v_e} \frac{1}{(\alpha^2 + 1)} \text{ (Hz)}$$

3. Partie chimique

$$f(1/2) = \frac{1}{2\pi} (L_e + L_-) \text{ (Hz)}$$

VI.2 Comparaison des résultats théoriques

Nous avons utilisé l'indice TAN lorsqu'il n'y a pas d'ions négatifs, rappelant ainsi la description de TANENBAUM (1968). Se référant aux travaux de MATHEWS (1978) et de FUKUYAMA et KOFMAN (1980) nous utilisons les indices MFK pour décrire une situation avec ions négatifs mais sans chimie. Nous réservons l'indice "C" pour décrire l'apport de la chimie. Bien que le découpage du spectre en parties distinctes (électronique, ionique et chimique) fasse nécessairement appel à un certain nombre d'approximations, nous avons toujours effectué les calculs des sections efficaces en utilisant le formalisme complet. La discussion des résultats numériques précisera le domaine de validité de ces approximations. La figure (VI.1) précise la forme des spectres et complète les informations qualitatives de la figure (V.3). Deux situations profondément différentes y sont représentées. Celle présente à 60 km (courbes "1", "2" et "3") et celle présente à 80 km (courbes "4" et "5"). La courbe "1" décrit une situation sans ions négatifs. Nous retrouvons ici une situation décrite préalablement, le demi-longueur d'onde du signal incident est inférieure à la longueur de DEBYE du milieu. Le spectre est uniformément plat et entièrement caractérisé par sa partie électronique. En fait la partie ionique du spectre n'est pas nulle mais nous avons, même pour les petites valeurs de ω

$$\sigma_{\text{TAN}}(\omega_0 + \omega) d\omega \ll \sigma_e(\omega_0 + \omega) d\omega \quad (\text{VI.2.1})$$

La courbe "2" fait apparaître l'apport des ions négatifs sans chimie. Les raisons de l'amplification aux basses fréquences, dans la partie ionique, ont déjà été décrites. Nous avons pour les petites valeurs de ω

$$\sigma_{\text{MFK}}(\omega_0 + \omega) d\omega \gg \sigma_e(\omega_0 + \omega) d\omega \quad (\text{VI.2.2})$$

Cette partie ionique du spectre est convenablement décrite par les relations des tableaux (VI.2) donnant σ_{MFK} . La courbe "3" fait apparaître l'effet considérable de la chimie aux basses fréquences.

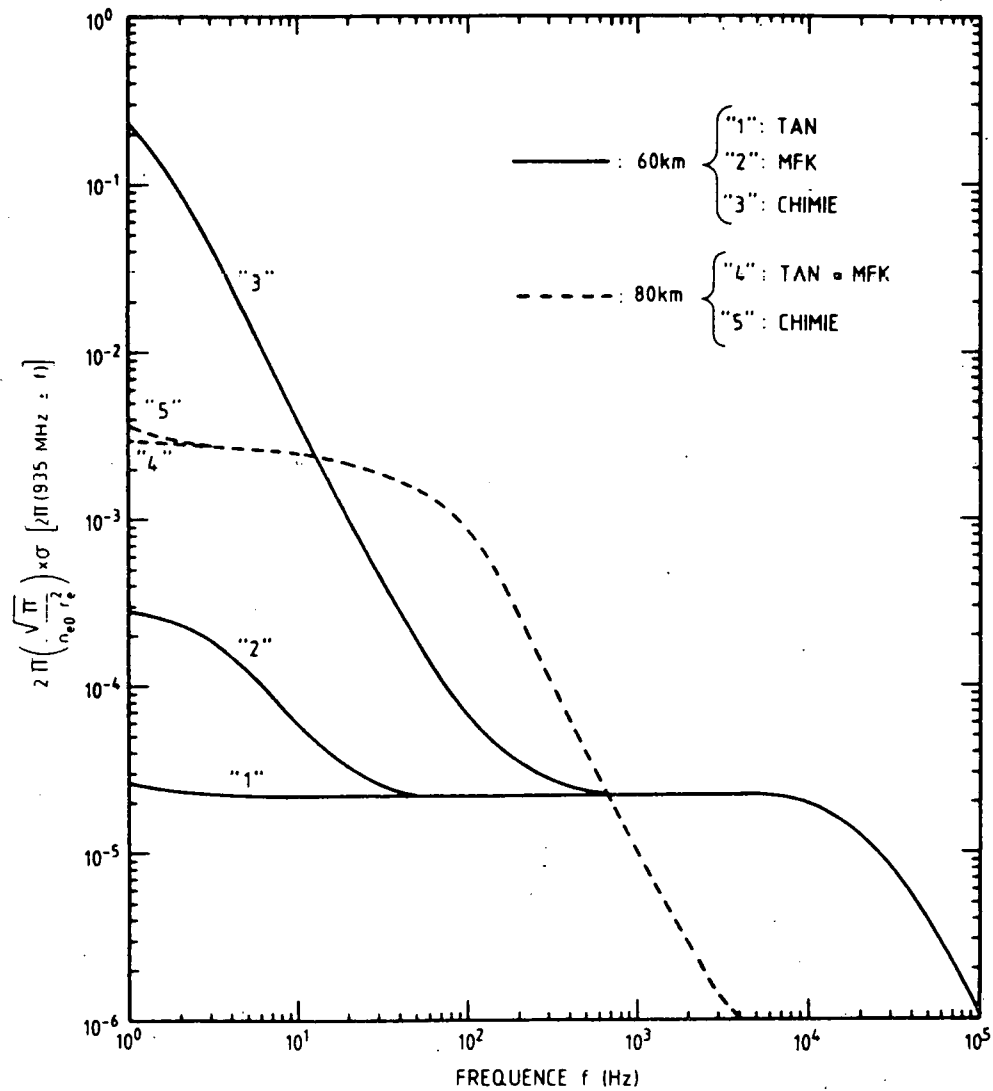


Fig. IV.1.- Forme des spectres de diffusion incohérente obtenus par différentes approches théoriques pour 60 km ("1", "2", "3") et 80 km ("4", "5"). Cette figure complète les informations qualitatives de la figure (V.3.).

L'effet de l'organisation du milieu par la chimie est largement supérieure à celui provenant de l'organisation en présence du champ électrique entre charges de signes différents. Pour les petites valeurs de ω nous avons

$$\sigma_c(\omega_0 + \omega) d\omega \gg \sigma_{\text{MFK}}(\omega_0 + \omega) d\omega \gg \sigma_e(\omega_0 + \omega) d\omega \quad (\text{VI.2.3})$$

En fait la validité de (VI.2.3) dépend de la fréquence de l'onde incidente. Pour les émetteurs de SAINT-SANTIN et d'ARECIBO, (VI.2.3) est certainement valable pour des altitudes inférieures ou égales à 65 km. A 80 km la valeur du rapport λ est largement inférieure à 1. Il faut dès lors retrouver la situation sans ions négatifs de TANENBAUM. La courbe "4" décrit cette situation et nous avons pour la partie ionique

$$\sigma_{\text{TAN}}(\omega_0 + \omega) d\omega = \sigma_{\text{MFK}}(\omega_0 + \omega) d\omega \gg \sigma_e(\omega_0 + \omega) d\omega \quad (\text{VI.2.4})$$

Cependant si l'on effectue le calcul complet en introduisant la chimie, une légère différence apparaît au voisinage de ω_0 (courbe "5"). Cette situation semble provenir du fait déjà analysé antérieurement, à savoir que même pour les valeurs de $\lambda < 1$ les ions négatifs interviennent encore dans les mécanismes de "feedback" pour le maintien de la concentration électronique. Les figures (VI.2) et (VI.3) précisent le comportement au centre du spectre. La figure (VI.2) compare sur une échelle linéaire en fréquence σ_{MFK} et σ_{TOT} . Il faut préciser que l'on compare les deux approches théoriques avec ou sans chimie en effectuant un calcul complet. Le rôle de la chimie sur la partie centrale du spectre apparaît clairement si l'on se rappelle que σ_{MFK} domine à ces fréquences σ_e et que $\sigma_{\text{TOT}} \sim \sigma_{\text{MFK}} + \sigma_c$. Ce rôle est encore précisé davantage en regardant le comportement en $\omega = 0$, sur la figure (VI.3). Ces figures indiquent également le résidu attribuable à la chimie, à 80 km, dont il a été fait mention plus haut. On voit sur la figure (VI.2) que la relation (VI.2.3) est valable aux basses fréquences pour des altitudes inférieures à 70 km. Les données présentées aux figures (VI.1), (VI.2) et (VI.3) ont été établies pour une fréquence de l'onde

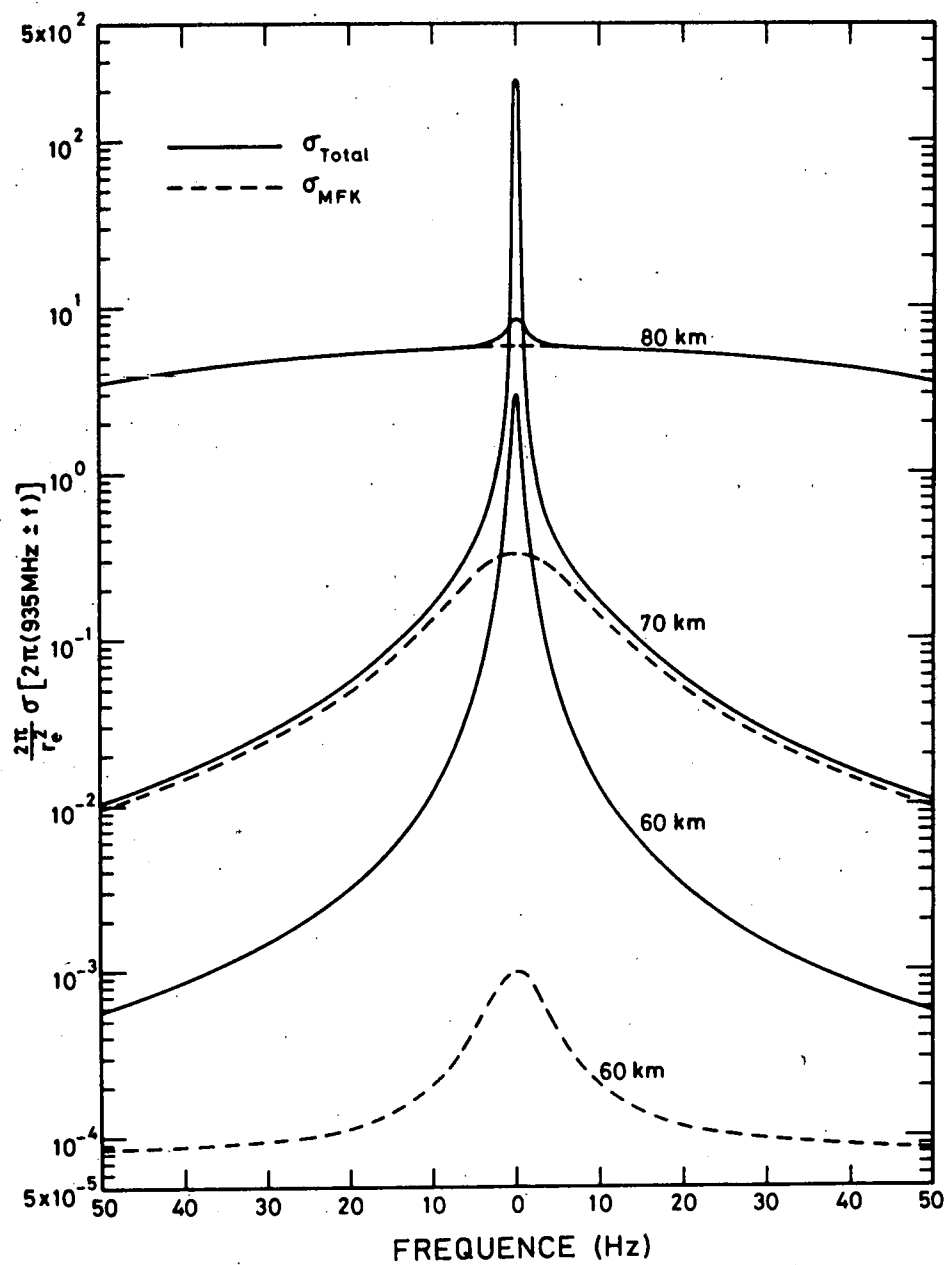


Fig. VI.2.- Comparaison de la partie centrale des spectres de diffusion incohérente obtenus dans l'approche MFK et dans l'approche avec chimie.

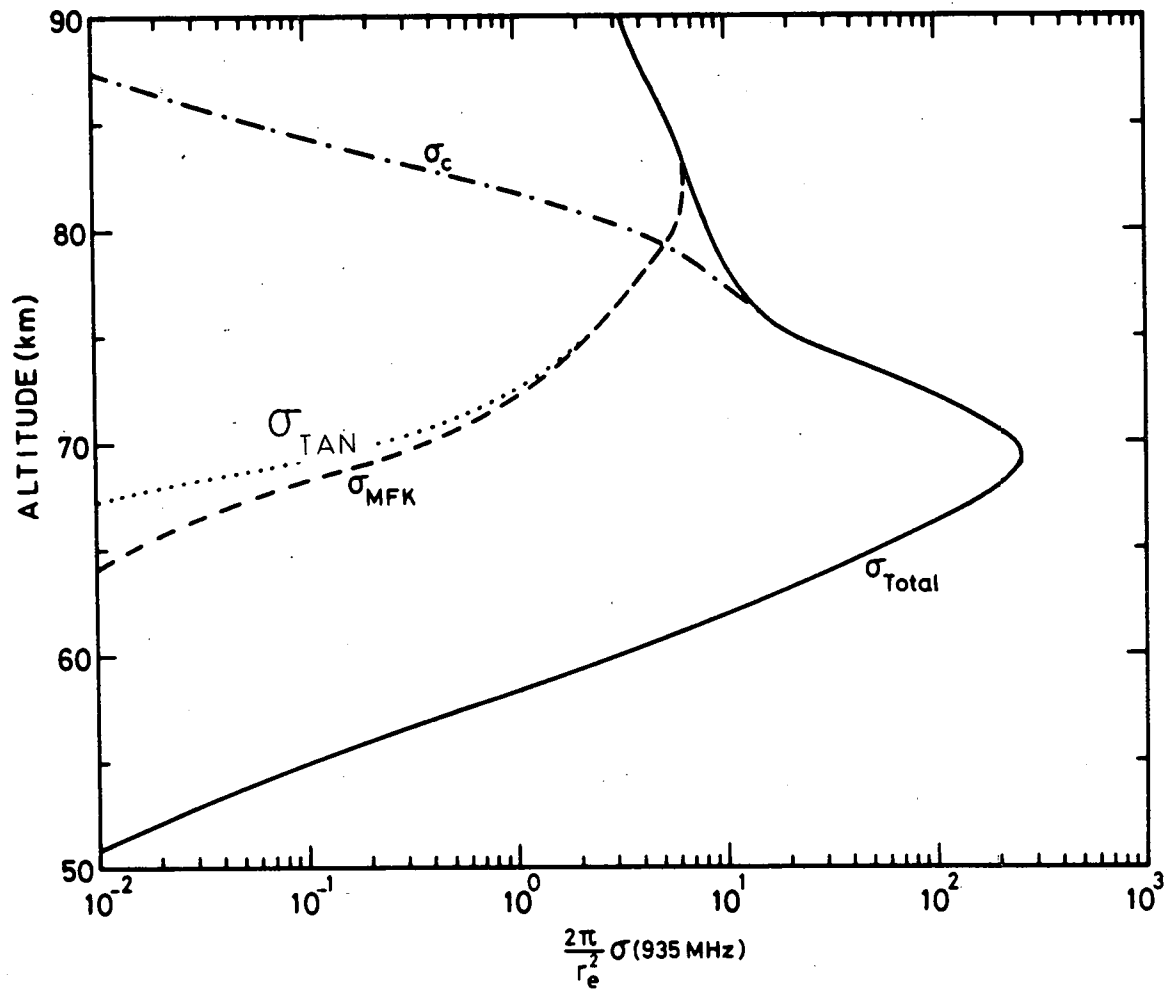


Fig. VI.3.- Comparaison de la distribution verticale de la section efficace de diffusion incohérente pour $\omega = 0$ entre les différentes approches théoriques

incidente de 935 MHz, ces figures sont donc représentatives du sondeur à diffusion incohérente français. Elles peuvent également servir de base pour le système EISCAT (933 MHz). Les puissances correspondantes aux différentes approches théoriques sont représentées à la figure (VI.4). Le calcul des puissances est réalisé sur base des relations du tableau (VI.3) et représente donc une certaine approximation. La puissance totale résulte de la somme des puissances de chacune des parties du spectre (ionique, électronique et chimique). La puissance "électronique" n'est pas montrée à la figure (VI.4). P_{TAN} est la puissance disponible dans la partie ionique en l'absence d'ions négatifs. P_{MFK} est la puissance disponible dans la partie ionique dans l'approche MFK et P_c est la puissance provenant de la partie chimique. P_{TOTAL} est la puissance totale dans l'approche MFK c'est à dire $P_{MFK} + P_e$, où e désigne la partie électronique. P'_{TOTAL} est la puissance totale disponible en présence de la chimie des ions négatifs, $P'_{TOTAL} = P_c + P_{MFK} + P_e$. Il y a approximativement un facteur deux de différence entre P_{TOTAL} et P'_{TOTAL} en-dessous de 70 km. De plus aux mêmes altitudes P_c et P_{TOTAL} se confondent sur la figure (VI.4). Ceci implique qu'il y a autant de puissance dans la partie centrale due à la chimie que dans tout le spectre en l'absence de chimie ou encore qu'il y a environ autant de puissance disponible dans la partie chimique que dans la partie électronique. En utilisant les relations du tableau (VI.3) relatives à la partie électronique et à la partie chimique, il apparaît que la quasi égalité entre P_e et P_c est assurée lorsque simultanément α^2 est plus petit que un et λ est supérieur à dix. Ces conditions sont remplies dans la région D inférieure. De plus à ces altitudes $P_e > P_I$ ce qui explique la figure (VI.4) pour les basses altitudes. D'après GANGULY (communication privée) le critère de la puissance totale est difficile à utiliser même avec le sondeur d'ARECIBO. Cela nécessite en effet une étude des valeurs absolues de la puissance. Indépendamment des problèmes techniques et de la contamination des mesures par des bruits non ionosphériques il faut rappeler la dépendance par rapport au modèle de référence utilisé et particulièrement par rapport au profil de concentration électronique qui en découle.

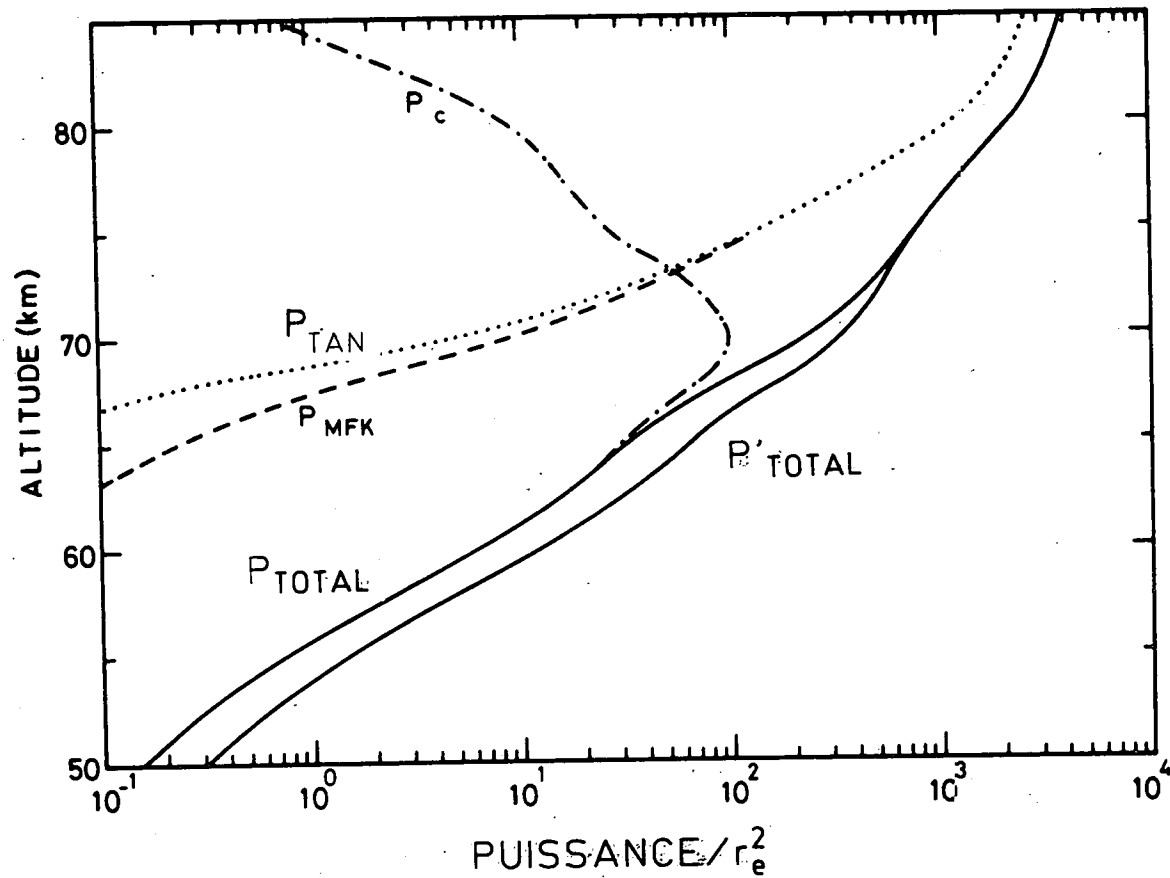


Fig. VI.4.- Comparaison des puissances disponibles, en fonction de l'altitude, dans les différents modes, et pour les différentes approches théoriques.

Afin de minimiser les effets provenant du modèle, un meilleur critère pour la comparaison avec des données expérimentales, peut être obtenu en utilisant des rapports de puissances disponibles entre les différentes parties des spectres. La figure (VI.4) indique déjà que P_c/P'_{TOTAL} tend, lorsque l'on descend en altitude, vers une limite voisine de 0.5 tandis que P_{MFK}/P_{TOTAL} devient très petit et ne cesse de décroître avec l'altitude. Ces rapports ont été calculés pour le modèle de référence pour les stations d'ARECIBO (430 MHz) et St. SANTIN (935 MHz), les résultats sont présentés à la figure (VI.5). Les courbes notées (————) correspondent à 935 MHz, celles notées (-----) à 430 MHz. Les parties "a" et "c" correspondent respectivement à P_{MFK}/P_{TOTAL} et à $(P_{MFK} + P_c)/P'_{TOTAL}$. La courbe "b" correspond à P_c/P'_{TOTAL} , la courbe correspondante pour 430 MHz n'est pas montrée sur la figure mais est très voisine de celle obtenue pour 935 MHz.

VI.3. Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les mesures expérimentales par diffusion incohérente sont, comme toutes les mesures dans la région D, difficiles à mettre en oeuvre. La partie centrale du spectre est constituée d'une raie relativement étroite quelle que soit l'approche théorique utilisée. Il faut donc éliminer toutes les contaminations possibles de cette partie centrale par des échos cohérent, par exemple les échos provenant des avions. C'est un problème particulièrement important pour le sondeur français de St. SANTIN qui se trouve près d'une balise où convergent les couloirs aériens. Une autre difficulté réside dans l'absence de mesures publiées. Pourtant bon nombre de communications privées font depuis longtemps état d'une puissance disponible trop grande par rapport aux prévisions théoriques. C'est d'ailleurs ce fait qui semble avoir motivé MATHEWS (1978) ainsi que FUKUYAMA et KOFMAN (1980). GANGULY (communication privée) prétend que les rapports de puissances mesurées à ARECIBO sont plus proches du cas avec chimie, mais qu'en revanche le spectre théorique est trop étroit. CREMIEUX et BERTIN (1981) signale le même fait pour St. SANTIN à 65 km. Ces derniers n'utilisent pas le critère du rapport

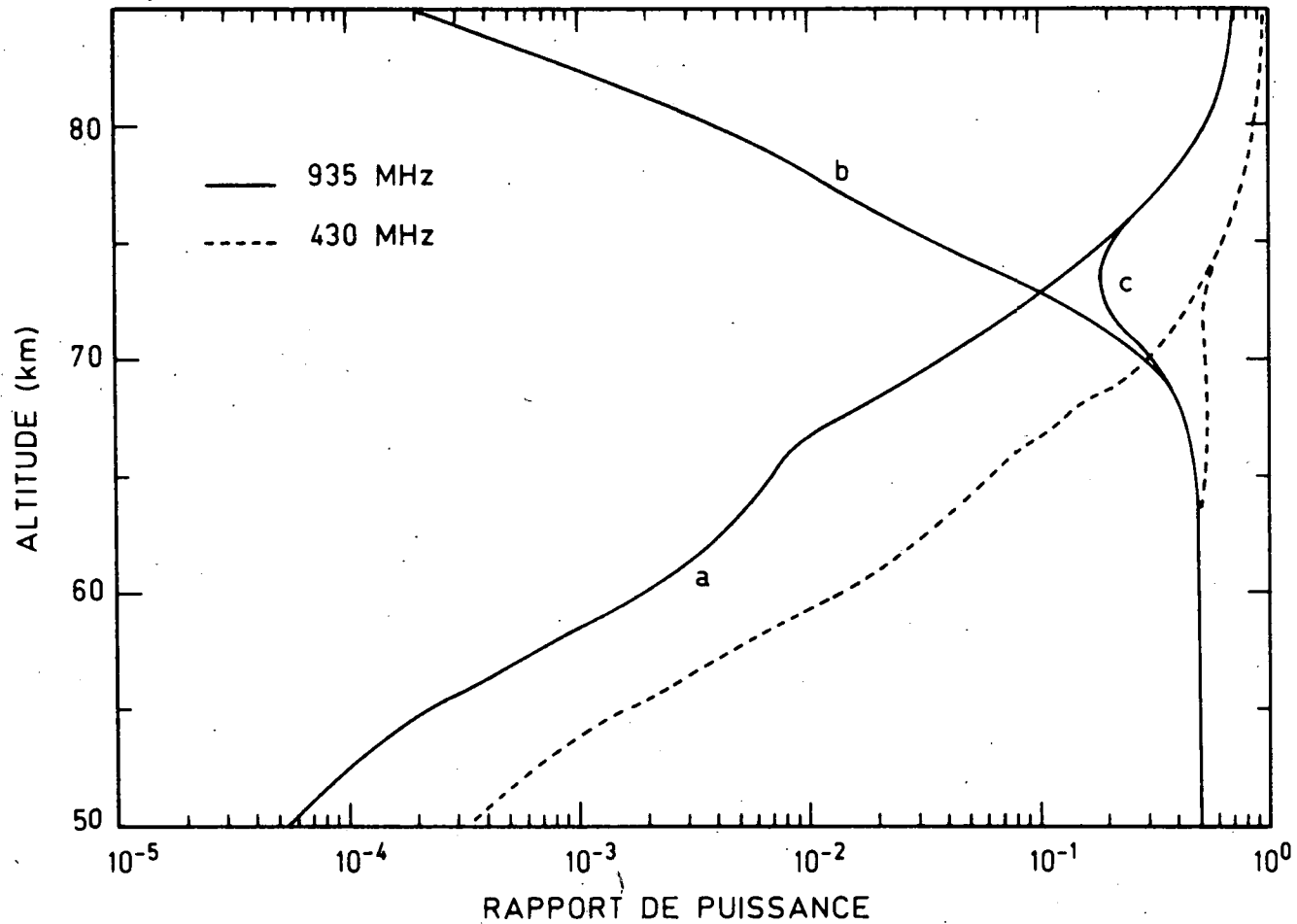


Fig. VI.5.- Comparaison des puissances normalisées par rapport à la puissance totale disponible pour les différentes approches théoriques. "a" correspond à la situation MFK, "b" à la chimie, et "c" à la somme des deux (MFK + chimie). La situation correspondante pour 430 MHz est discutée dans le texte.

de puissances. Il faut remarquer que l'on ne mesure pas la puissance ionique ou chimique ou électronique, mais la puissance reçue à partir d'une altitude donnée dans une série de filtres de largeur fixe. ARMISTEAD et al. (1972) publient les puissances obtenues à MILLSTONE HILL en décembre 1970. Ils signalent que les niveaux élevés de puissance ne peuvent provenir ni d'échos parasites ni d'une contamination provenant d'autres altitudes (clutters), ces auteurs ne publient malheureusement pas la forme des spectres $\sigma(\omega)$. Ces mesures confirment celles de LALONDE (1966) à ARECIBO. Par bonheur il existe d'autres mesures du contenu électronique pour la même époque. Nous avons retenu celles obtenues par réflexion partielle à l'Université de Pennsylvanie (URBANA - USA) en novembre 1970 et janvier 1971. Ces mesures sont les plus voisines géographiquement de MILLSTONE HILL. Nous possédons également des résultats provenant de tirs en fusées obtenus à WHITE SANDS MISSILE RANGE (W.S.M.R.) en janvier 1971. W.S.M.R. est très éloigné de MILLSTONE HILL, mais les profils de concentration électronique pour les régions inférieures à 60 km ne diffèrent pas fondamentalement de ceux obtenus à WALLOPS ISLAND (W.I.) en 1971, site beaucoup plus proche de MILLSTONE HILL. Ces mesures sont publiées par ROWE (1972) et MITCHELL (1973). La figure (VI.6) reprend ces différentes valeurs expérimentales, la courbe notée 0-----0 correspond à une valeur de la concentration électronique moyenne sur trois mesures en janvier 1971, l'angle zénithal moyen correspondant est de 62 degrés. La courbe notée ●————● représente la moyenne de novembre 1970 obtenue entre 14h 16 et 14h 45, l'angle zénithal moyen est de 55 degrés. La courbe notée □- - -□ correspond aux tirs de janvier 1971 à W.S.M.R.

Partant de la moyenne de novembre 1970 entre 14h 16 et 14h 45 nous avons calculé les puissances disponibles dans les parties centrales du spectre pour trois cas en supposant inchangés tous les autres paramètres du modèle. Ces trois cas sont les mêmes que précédemment, à savoir :

- * la puissance ionique dans l'approche TAN
- * la puissance ionique dans l'approche MFK
- * la puissance ionique augmentée de la puissance chimique.

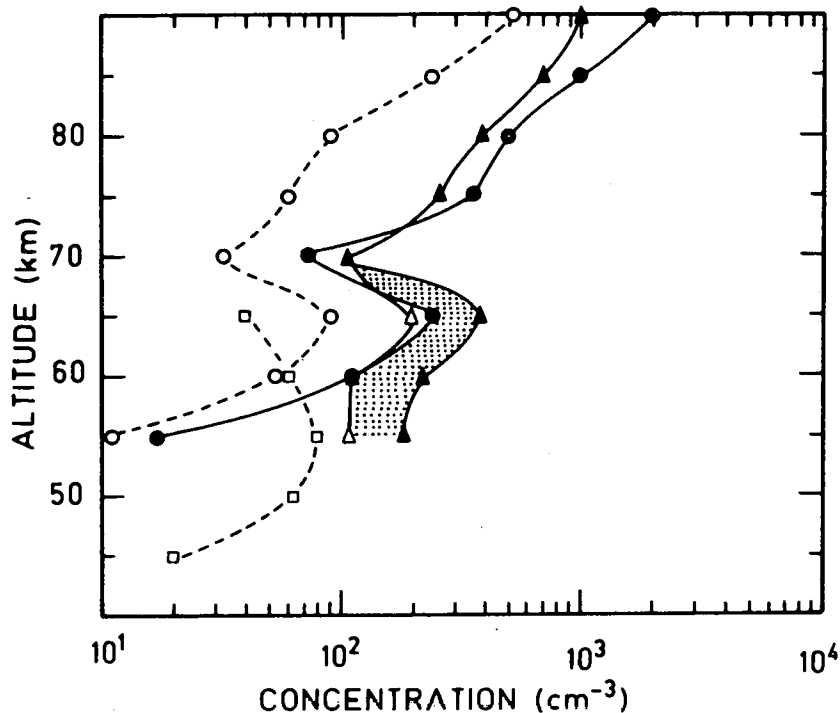


Fig. VI.6.- Profil de la concentration électronique obtenu à partir de MILLESTONE-HILL en tenant compte de la chimie (triangles). Ces profils sont comparés à ceux obtenus par d'autres méthodes.

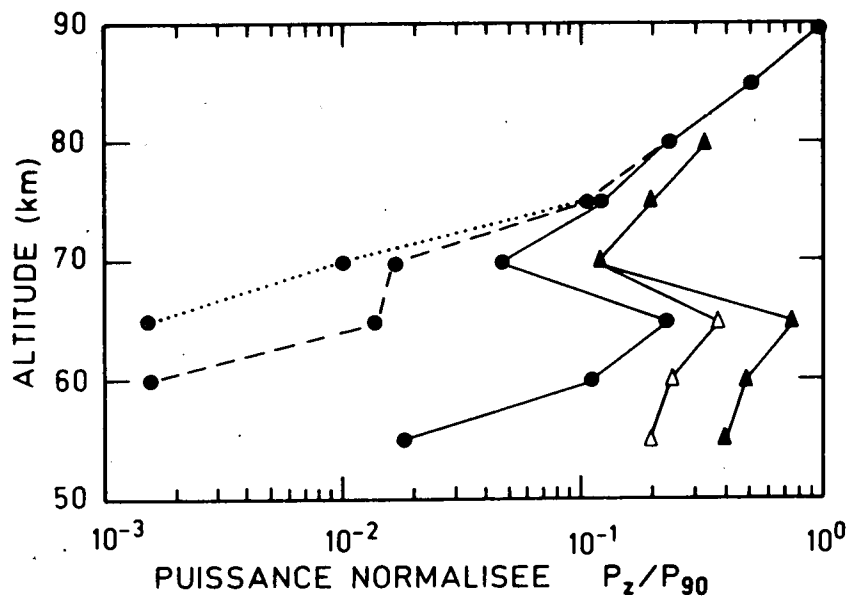


Fig. VI.7.- Profil des puissances normalisées par rapport à celle disponible à 90 km. Les triangles rendent compte de résultats expérimentaux (MILLESTONE-HILL). Les points correspondant aux approches théoriques, le pointillé pour TAN, le tireté pour MFK, le trait continu pour le modèle avec chimie.

Ces trois approches donnant les mêmes résultats à 90 km, nous avons normalisé ces puissances calculées par celle obtenue à 90 km (P_{90}). Les courbes de la figure (VI.7) représentent ces puissances normalisées.

La convention suivante a été adoptée

-● correspond à $P_{TAN}(z)/P_{90}$
- correspond à $P_{MFK}(z)/P_{90}$
- correspond à $[P_{MFK}(z) + P_c(z)]/P_{90}$

Nous avons également représenté la puissance normalisée par rapport à 90 km obtenue par le sondeur de MILLSTONE HILL (31/12/1970; 15h 03 - 15h 13). La courbe ▲————▲ correspond à $P(z)$ MILLSTONE/ P_{90} MILLSTONE. Nous savons, ARMISTEAD et al. (1972), qu'un filtre large a été utilisé lors de la mesure, ceci implique que la courbe des puissances normalisées peut contenir une contribution provenant de la partie électronique. Si toute la partie électronique était contenue dans la mesure de puissance, la partie purement chimique correspondrait alors environ à la moitié de la puissance disponible. Cette situation extrême est représentée à la figure (VI.7) par la courbe ▲————▲. Il apparaît clairement sur la figure (VI.7) que seule la puissance correspondante à la fluctuation chimique est compatible avec le niveau de puissance effectivement reçu. La différence pouvant être attribuée à un effet de modèle. Il apparaît également que le niveau de puissance calculé à partir de la théorie de TANENBAUM est de plusieurs ordres de grandeur inférieur aux conditions expérimentales. De plus, la correction apportée par l'approche MFK ne suffit pas pour corriger de manière significative le niveau de puissance P_{TAN} . Afin de convertir en concentration le profil expérimental de puissance normalisée par rapport à 90 km de la figure (VI.7) nous avons supposé une concentration électronique égale à 10^3 cm^{-3} à 90 km. Cette hypothèse paraît raisonnable par rapport aux mesures obtenues par réflexion partielle. La conversion a été réalisée en appliquant les relations du tableau (VI.4), tout en se rappelant que α dépend également de n_{e0} . Dans ce calcul il n'a pas été

tenu compte de la partie chimique au-dessus de 70 km. La courbe de concentration électronique de la figure (VI.6) représente par \blacktriangle correspond au profil expérimental de la figure (VI.7). La correction extrême dans la partie inférieure de la région D est également représentée sur la figure (VI.6) par \triangle . Ces deux courbes permettent de définir aux basses altitudes un intervalle admissible pour la concentration électronique. Cette zone est représentée par un pointillé sur la figure (VI.7).

Les résultats montrent que l'introduction des fluctuations chimiques au-dessous de 70 km conduit à des concentrations électroniques acceptables. Par contre même avec la correction MFK, la concentration électronique reste énorme à 60 km. Dans l'approche TAN on obtient une concentration électronique comprise entre 10^3 et 10^4 cm^{-3} au-dessous de 65 km ce qui était d'ailleurs la conclusion l'ARMISTEAD et al. (1972).

En utilisant les puissances publiées par FUKUYAMA (1981) relatives à une mesure sur le sondeur d'ARECIBO le 26.7.79, nous pouvons tenir un raisonnement analogue à celui utilisé pour MILLSTONE HILL. Malheureusement aucune mesure par une autre technique n'est disponible dans les CARAIBES aux environs de cette date, de plus les puissances ne sont données qu'au-dessus de 67 km, en valeurs arbitraires. Les puissances de la partie ionique normalisées par rapport à 90 km sont présentées à la figure (VI.8) par (•). Elles sont comparées aux approches MFK et avec chimie, obtenues à partir du modèle de référence, respectivement notées (...) et (---). A nouveau il apparaît que dans les parties inférieures de la figure (VI.8), l'accord est meilleur avec la courbe qui tient compte de la chimie qu'avec celle représentative de l'approche MFK. Les informations manquent ici pour pousser plus loin la comparaison.

Il est cependant possible d'avoir une information sur la demi-largeur de la partie ionique ($f(1/2)$). Cette demi-largeur ainsi que celle estimée à partir de la publication de GANGULY (1980) relative à une mesure à ARECIBO sont présentées à la figure (VI.9). Nous voyons que

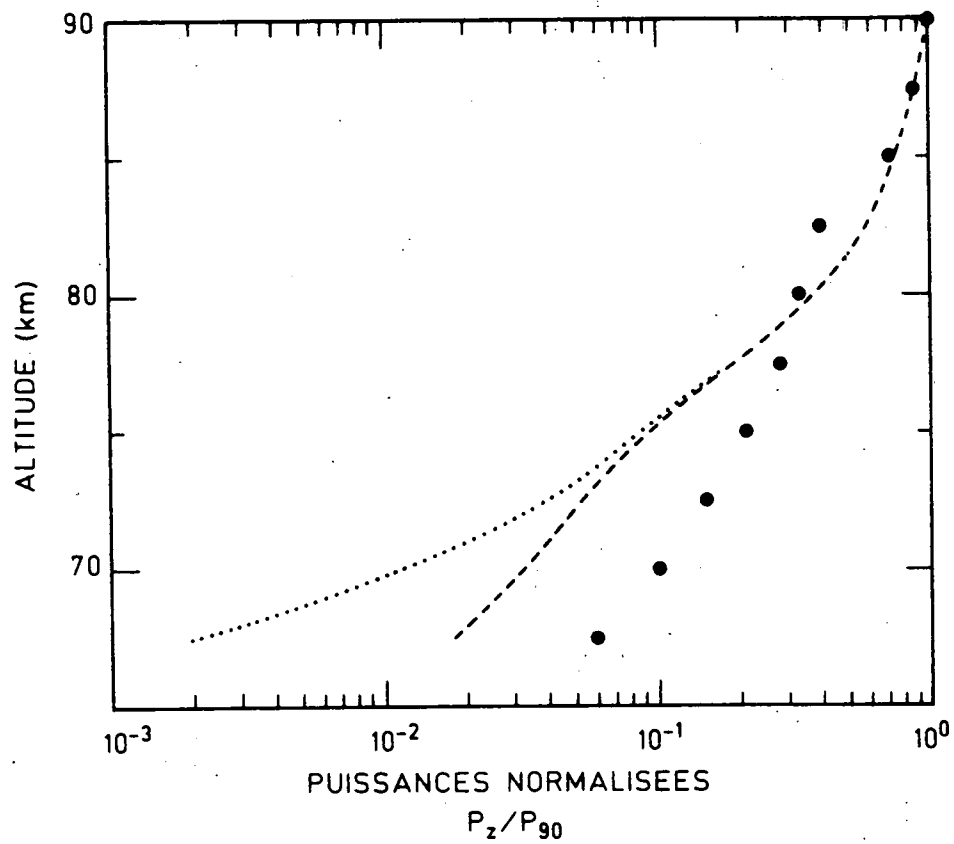


Fig. VI.8. - Profil des puissances normalisées par rapport à celle disponible 90 km. Les points rendent compte de résultats expérimentaux (ARECIBO). Le tireté correspond à la situation avec chimie, le pointillé à MFK.

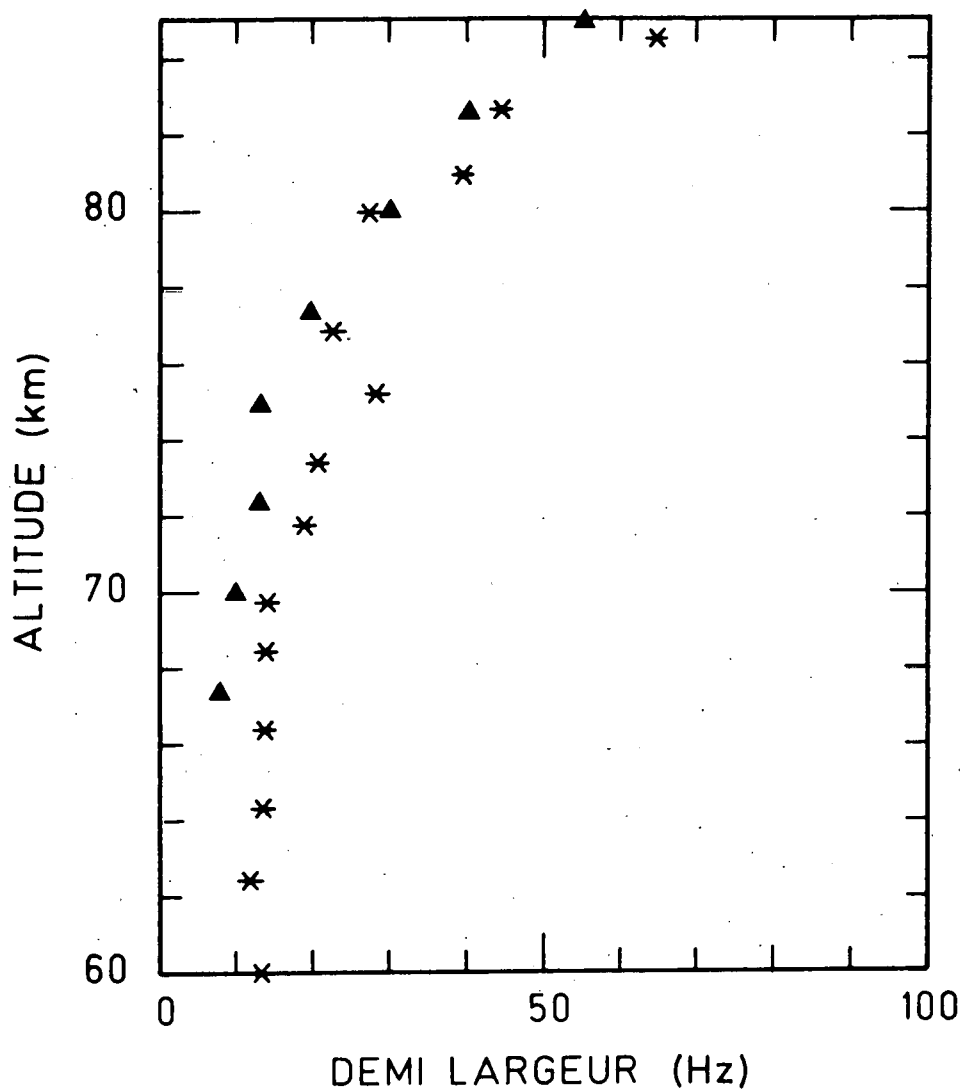


Fig. VI.9.- Demi-largeur de la raie centrale obtenue à partir de résultats expérimentaux avec la station d'ARECIBO. Les triangles pour FUKUYAMA (1981), les étoiles pour GANGULY (1980).

dans la partie inférieure de la région D la demi-largeur reste constante. Pour ARECIBO elle est d'environ 15 Hz. La figure (VI.10) reproduit les demi-largeurs théoriques obtenues à partir du tableau (VI.4) pour les stations de St. SANTIN et ARECIBO en partant du modèle de référence. Nous voyons que les demi-largeurs observées ne correspondent pas du tout à celles obtenues pour la partie chimique, elles restent cependant du même ordre de grandeur que celles obtenues par l'approche MFK. Nous nous trouvons dès lors en pleine contradiction. L'approche MFK donne de bonnes largeurs de raies mais ne correspond absolument pas au niveau de puissance mesurée, l'addition de la partie chimique permet une bonne interprétation de la puissance mais ne correspond pas aux largeurs des raies. Deux hypothèses sont envisagées au tableau (VI.5) : ou bien la valeur de λ est incorrecte, ou bien la valeur de L_e est incorrecte. Dans la première hypothèse, connaissant $f(1/2)$ et L_e , on calcule L_- et λ par les relations

$$L_- = 2\pi f(1/2) - L_e \quad (\text{VI.3.1})$$

$$\lambda = L_e / L_-$$

Dans la deuxième hypothèse, connaissant $f(1/2)$ et λ on calcule L_e par la relation

$$L_e = 2\pi f(1/2) \frac{\lambda}{\lambda+1} \quad (\text{VI.3.2})$$

Les résultats correspondants à la première hypothèse sont totalement à rejeter. En effet, il est bien établi que λ est voisin de l'unité entre 65 et 70 km, ce que nous ne retrouvons absolument pas au tableau (VI.5). Les résultats de la seconde hypothèse sont compatibles avec les valeurs de L_e annoncé par CREMIEUX et BERTIN (1981). Cependant une telle conclusion serait de nature à bouleverser totalement notre connaissance de la chimie des ions négatifs. La valeur de L_e que nous avons calculée résulte essentiellement de la perte électronique vers O_2^- . Cette perte est majoritairement assurée par une réaction à 3 corps qui est une des rares réactions pour laquelle nous connaissons même la dépendance de la

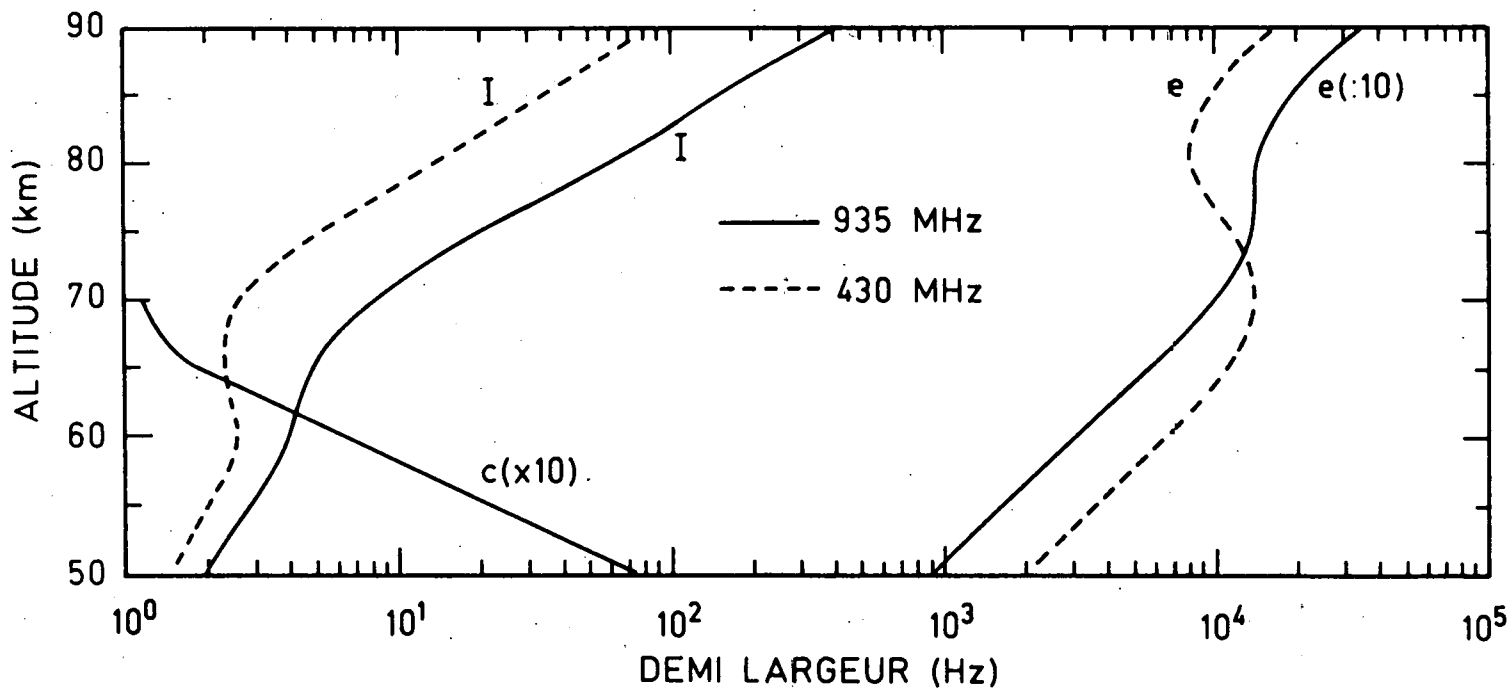


Fig. VI.10.- Demi-largeur théorique pour la partie ionique (I), chimique (C) et électronique (e) en fonction de l'altitude pour deux fréquences des ondes incidentes, 935 et 430 MHz.

TABLEAU VI.5 Evaluation des hypothèses 1 et 2 à partir des demi-largeurs de la figure (VI.10).

Km	Hyp. 1 (λ)	Hyp. 2 (L_e)
60	0.051	81.20
62	0.031	77.31
64	0.018	72.22
66	0.011	66.73
68	0.006	54.19

température et dont le coefficient de réaction est bien connu. De plus elle ne fait intervenir que des neutres majoritaires, l'indétermination sur les concentrations intervenant dans la réaction est donc assez faible. Il faudrait dès lors trouver une autre source de production des ions négatifs à partir des électrons. Cette solution n'est pas à rejeter à priori, mais il paraît cependant peu vraisemblablement que cette nouvelle source soit 10 fois supérieure à celle connue.

Des conclusions analogues semblent se présenter également en zone polaire où les premiers résultats mésosphériques du sondeur EISCAT commencent à être disponibles (KOFMAN et al., 1984).

VI.4. Conclusions

L'introduction des fluctuations d'origine chimique offre une explication à l'augmentation de puissance constatée expérimentalement depuis bientôt 20 ans sur les spectres de diffusion incohérente dans la mésosphère inférieure. Malheureusement la structure du spectre théorique induit de nouveaux problèmes dans la mesure où la demi-largeur théorique ne correspond pas à la demi-largeur expérimentale. Le manque de données précises et publiées nous amène à devoir présenter un jeu d'hypothèses. L'une d'entre elles implique une nouvelle source dans les mécanismes de production des ions négatifs. Cette hypothèse, qui n'est pas à rejeter à priori, bouleverserait considérablement notre vision de l'ionosphère inférieure. Notre point de vue est qu'une autre explication peut être envisagée pour lever l'apparente contradiction provenant d'une part du bon accord entre la théorie et l'observation au niveau des puissances et d'autre part du désaccord tout aussi manifeste au niveau des largeurs de raies. Nous envisagerons au chapitre VII cette autre explication basée essentiellement sur l'introduction d'une distance caractéristique liée à la chimie des charges négatives.

CHAPITRE VII

DISTANCES CARACTERISTIQUES

VII.1. Introduction

Les quelques mesures expérimentales dont nous disposons laissent supposer un comportement central du spectre de diffusion incohérente largement indépendant de la latitude. Les situations physiques sont beaucoup trop différentes entre les zones polaires et les zones tropicales pour qu'une erreur d'estimation des constantes de réactions L_e et L_a affecte de la même manière le comportement de la partie ionique du spectre sur le site d'EISCAT et sur celui d'ARECIBO. Il faudrait dès lors envisager un phénomène plus fondamental qui échappe aux descriptions théoriques actuelles. L'introduction d'une nouvelle distance caractéristique liée à la chimie du milieu ionisé semble être une voie intéressante. En effet la contribution des fluctuations chimiques à la section efficace telle que nous l'avons décrite, ne dépend pas de la longueur d'onde du rayonnement incident. Il s'agit d'une propriété intrinsèque du milieu. Par contre, si la chimie des charges négatives induit sa propre distance caractéristique il en résulterait une dépendance de la partie chimique du spectre de diffusion en fonction du nombre d'onde k , analogue à l'introduction de la longueur de DEBYE dans le problème initialement posé par GORDON (1958).

VII.2. Distances caractéristiques et états stationnaires

Dans le présent chapitre nous ne tiendrons compte que des équations de continuité et de quantité de mouvement afin de simplifier les calculs. Les distances caractéristiques qui nous intéressent sont en fait des distances moyennes sur l'ensemble du volume diffusant. Nous supposons que le comportement moyen sur ce volume est convenablement décrit par les états stationnaires pouvant exister dans ce volume. Pour

décrire l'état stationnaire dans le volume diffusant V , il suffit d'annuler les dérivés par rapport au temps qui apparaissent dans les équations. Le système d'équation à traiter prend alors la forme

$$\partial_z \begin{vmatrix} n'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ E' \end{vmatrix} = - \tilde{G} \begin{vmatrix} n'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ E' \end{vmatrix} \quad (\text{VII.2.1})$$

Si la matrice \tilde{G} possède des valeurs propres non nulles g_j alors, pour le vecteur propre correspondant nous aurons

$$\partial_z \begin{vmatrix} n'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ E' \end{vmatrix}_j = - g_j \begin{vmatrix} n'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s \\ \cdot \\ \cdot \\ E' \end{vmatrix}_j \quad (\text{VII.2.1})$$

Nous obtenons ainsi pour chacune des variables les relations

$$\begin{vmatrix} n'_s(z_0+z) \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s(z_0+z) \\ \cdot \\ \cdot \\ E'(z_0+z) \end{vmatrix}_j = e^{-g_j z} \begin{vmatrix} n'_s(z_0) \\ \cdot \\ \cdot \\ v'_s(z_0) \\ \cdot \\ \cdot \\ E'(z_0) \end{vmatrix}_j \quad (\text{VII.2.3})$$

La quantité $1/g_j$ a la dimension d'une distance et doit être directement liée à la distance caractéristique correspondante au vecteur propre j , où plus brièvement au $j^{\text{ème}}$ mode. A partir de (VII.2.3) on peut également écrire

$$(n'_s(z))_j (n'_s(z_0))_j = e^{-g_j z} |n'_s(z_0)|_j^2 \quad (\text{VII.2.4})$$

Cette relation peut être interprétée comme une fonction d'autocorrélation spatiale dans la mesure ou la moyenne sur l'ensemble du volume V est implicitement contenue dans les hypothèses qui ont été faites au début de ce paragraphe. Comme il n'existe aucune restriction sur le signe de z , il faut nécessairement que le produit $g_j z$ soit positif afin d'assurer la signification de (VII.2.4). On ne peut en effet imaginer, dans un état stationnaire, une situation où l'amplitude des fluctuations deviendrait exponentiellement croissante en fonction de z . Il est vraisemblable que seule la relation (VII.2.4) possède une signification physique. Les variables qui interviennent dans les relations ci-dessus étant des fluctuations, nous ne pouvons raisonnablement avoir accès qu'à des corrélations. Cette remarque prend toute son importance dans l'interprétation des modes correspondants à des valeurs propres nulles. Si $g_j = 0$ la relation (VII.2.1) nous apprend que

$$\begin{aligned} (n'_s)_j &= \text{cte} \\ &\vdots \\ (v'_s)_j &= \text{cte} \end{aligned} \quad (\text{VII.2.5})$$

Si la constante est non nulle, le vecteur propres correspondant doit alors nécessairement représenter l'état d'équilibre du système. Cette condition peut être considérée comme un test de fiabilité de la méthode utilisée. Cependant comme nous le verrons ultérieurement, le système (VII.2.1) possède des valeurs propres nulles qui sont multiples. L'interprétation des différents vecteurs propres correspondant à la valeur propre nulle pose alors un problème. La connaissance que nous avons du milieu ionosphérique nous permet d'affirmer qu'il n'y a pas à l'intérieur du volume diffusant V plusieurs états d'équilibres. Dès lors la relation (VII.2.1) impose une valeur nulle à la constante qui apparaît dans (VII.2.5). Ceci implique l'absence de fluctuations dans ces modes. Par contre si nous interprétons une telle situation avec la

relation (VII.2.4); cette dernière nous apprend que la fonction d'auto-corrélation spatiale des quantités fluctuantes est nulle. Ceci n'implique pas l'absence des fluctuations.

VII.3. La longueur de DEBYE vue comme valeur propre

Testons nos hypothèses sur le cas le plus simple qu'il est possible d'envisager. Plaçons-nous dans des conditions telles qu'il n'y ait plus d'ions négatifs et que les fréquences de collision avec les neutres soient nulles. Les équations de continuité et de conservation de la quantité de mouvement complétées par l'équation de POISSON deviennent à l'état stationnaire.

$$\begin{aligned}
 \partial_z v'_e &= 0 \\
 \partial_z v'_+ &= 0 \\
 \partial_z n'_e &= (q_e n_{e0}/KT) E' \\
 \partial_z n'_+ &= - (q_e n_{+0}/KT) E' \\
 \partial_z E' &= \frac{e}{\epsilon_0} (n'_e - n'_+)
 \end{aligned}
 \tag{VII.3.1}$$

Les trois dernières relations conduisent à un sous système qui s'écrit sous forme matricielle.

$$\partial_z \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_+ \\ E' \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & q_e n_{e0}/KT \\ 0 & 0 & -q_e n_{+0}/KT \\ q_e/\epsilon_0 & -q_e/\epsilon_0 & 0 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_+ \\ E' \end{vmatrix}
 \tag{VII.3.2}$$

Les valeurs propres sont données par l'équation du troisième degré.

$$-a^3 + a \frac{q_e^2}{KT\epsilon_0} (n_{e0} + n_{+0}) = 0
 \tag{VII.3.3}$$

Ceci conduit, compte tenu de l'égalité entre n_{e0} et n_{+0} aux trois solutions suivantes

$$a = 0$$

$$a = \left(\frac{2q_e^2 n_{eo}}{\epsilon_o KT} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.3.4})$$

$$a = - \left(\frac{2q_e^2 n_{eo}}{\epsilon_o KT} \right)^{1/2}$$

Soit encore en tenant compte de la définition (V.2.15) utilisée pour la longueur de DEBYE λ_D

$$a = 0$$

$$a = \pm 1./(\sqrt{2} \lambda_D) \quad (\text{VII.3.5})$$

Les valeurs propres non nulles sont donc directement liées à l'inverse de la longueur de DEBYE. De plus, compte tenu de la remarque faite au paragraphe VII.2, la valeur négative de a doit être associée à une valeur positive de z , la valeur positive de a est elle associée à une valeur négative de z . On pourrait, par analogie avec les théories "full waves" parler de fluctuations montantes et de fluctuations descendantes. Les vecteurs propres correspondants sont données par les relations (VII.3.6)

$$a = 0 \quad \rightarrow \quad \text{cte.} \quad \begin{vmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{VII.3.6a})$$

$$a \neq 0 \quad \rightarrow \quad \begin{vmatrix} 1 \\ -1 \\ \epsilon \end{vmatrix} \quad (\text{VII.3.6b})$$

avec $\epsilon = a.KT/(q_e n_{eo})$

La relation (VII.3.6a) décrit l'état d'équilibre, la cte doit dès lors être égale à n_{eo} .

Si nous étendons la recherche des valeurs propres à l'ensemble du système (VII.3.1), il apparaît alors que la valeur propre nulle est multiple. En effet si nous écrivons les vecteurs propres sous la forme

$$\begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} n' \\ e \\ n' \\ + \\ E' \\ v' \\ e \\ v' \\ + \end{array} \right| \end{array} \quad \text{ALORS} \quad \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{array} \right| \end{array} \quad \text{ET} \quad \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right| \end{array} \quad (\text{VII.3.7})$$

sont également vecteurs propres correspondant à $a = 0$. Nous avons comme solution générale

$$a = 0 \rightarrow \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{array} \right|, \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{array} \right|, \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{array} \right| \end{array} \quad (\text{VII.3.8a})$$

$$a \neq 0 \rightarrow \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 1 \\ -1 \\ |\varepsilon| \\ 0 \\ 0 \end{array} \right|, \begin{array}{c} \left| \begin{array}{c} 1 \\ -1 \\ -|\varepsilon| \\ 0 \\ 0 \end{array} \right| \end{array} \quad (\text{VII.3.8b})$$

La remarque faite pour les vecteurs propres correspondants à la valeur propre nulle prend ici toute sa signification. Pour $a = 0$ nous retrouvons soit la composition d'équilibre, soit une fluctuation des vitesses pour laquelle il ne peut exister aucune corrélation spatiale. Il apparaît donc que l'étude des valeurs propres correspondantes au système d'équation qui décrit la stationnarité permet de retrouver les distances caractéristiques du milieu. Nous supposons ultérieurement que ce qui est vrai pour la longueur de DEBYE l'est également pour les autres distances caractéristiques.

VII.4. Distances caractéristiques en présence des collisions

Si nous introduisons les fréquences de collisions entre les espèces chargées (électrons et ions positifs) et les neutres, les équations du paragraphe VII.3 se modifient comme suit

$$\partial_z v'_e = 0 \quad (VII.4.1)$$

$$\partial_z v'_+ = 0$$

$$\partial_z n'_e = - \frac{\nu_{en} n_{e0} m_e}{KT} v'_e + \frac{q_e n_{e0}}{KT} E'$$

$$\partial_z n'_+ = - \frac{\nu_{+n} n_{+0} m_+}{KT} v'_+ - \frac{q_e n_{+0}}{KT} E'$$

$$\partial_z E' = \frac{q_e}{\epsilon_0} n'_e - \frac{q_e}{\epsilon_0} n'_+$$

On vérifie facilement que l'introduction des fréquences de collisions ν_{sn} ne change rien au sous système (VII.3.2). Les valeurs propres non nulles et les vecteurs propres correspondant ne sont pas modifiés par ν_{sn} . Les valeurs propres non nulles sont liées à la longueur de DEBYE par la relation (VI.3.5). Pour la valeur propre $a = 0$ nous retrouvons également la structure d'équilibre. Par contre, il n'est plus possible de séparer les deux autres vecteurs propres correspondants à $a = 0$. Il existe, en dehors de la relation d'équilibre une relation unique entre v'_e , v'_+ et E' obtenue à partir de (VII.4.1) et donnée par

$$v'_e = \frac{q_e}{m_e \nu_{en}} E' \quad (VII.4.2)$$

$$v'_+ = - \frac{q_e}{m_+ \nu_{+n}} E'$$

Ce qui conduit à :

$$v'_+ = - \frac{m_e \nu_{en}}{m_+ \nu_{+n}} v'_e \quad (VII.4.3)$$

D'un point de vue mathématique nous nous trouvons en présence d'une cellule de JORDAN (cfr. VOIEVODINE, 1976). Cette dégénérescence est de nature à introduire de gros problèmes lors d'un calcul numérique des valeurs propres. Il ne faut cependant pas y attacher trop d'importance. La dégénérescence mathématique provient d'une simplification sous-jacente au système (VII.4.1). Il aurait également fallu introduire, pour la description des collisions avec les neutres, deux équations supplémentaires, l'une décrivant la continuité pour les neutres, l'autre décrivant la conservation de la quantité de mouvement. De plus nous aurions également dû introduire les quantités $v_{sn} v'_n$ et $v_{ns} v'_s$, où l'indice "n" indique les neutres. Le rôle numériquement négligeable de ces dernières quantités justifie l'approximation utilisée en (VII.4.1) mais se paye, lorsqu'on les néglige, par l'apparition d'une cellule de JORDAN. Cette dégénérescence mathématique ne provient d'aucun phénomène physique important, elle peut être levée par l'introduction des équations qui décrivent le comportement des neutres.

VII.5. Distances caractéristiques en présence d'ions négatifs

Nous avons déjà souligné la modification possible de la longueur de DEBYE en présence d'ions négatifs au chapitre V. Nous allons montrer que les valeurs propres non nulles sont modifiées par l'introduction des ions négatifs. Le système d'équations (VII.3.1) devient

$$\begin{aligned} \partial_z v'_e &= 0 \\ \partial_z v'_- &= 0 \\ \partial_z v'_+ &= 0 \end{aligned} \tag{VII.5.1}$$

$$\partial_z n'_e = -v_{en} \frac{m_n e_0}{KT} v'_e + \frac{q_n e_0}{KT} E'$$

$$\partial_z n'_- = -v_{-n} \frac{m_n -_0}{KT} v'_- + \frac{q_n -_0}{KT} E'$$

$$\partial_z n'_+ = -v_{+n} \frac{m_n +_0}{KT} v'_+ - \frac{q_n +_0}{KT} E'$$

$$\partial_z E' = \frac{q_e}{\epsilon_o} (n'_e + n'_- - n'_+)$$

Il est à nouveau possible d'isoler un sous-système formé par les quatre dernières équations. Sous forme matricielle ce sous-système est donné par

$$\partial_z \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \\ E' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{q_e}{\epsilon_o} & \frac{q_e}{\epsilon_o} & -\frac{q_e}{\epsilon_o} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{q_e n_{eo}}{KT} \\ \frac{q_e n_{-o}}{KT} \\ -\frac{q_e n_{+o}}{KT} \\ 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \\ E' \end{pmatrix} \quad (\text{VII.5.2})$$

Les valeurs propres, a , du système VII.5.2 sont les solutions de l'équation du 4ème degré

$$a^4 - a^2 \frac{q_e^2}{\epsilon_o KT} (n_{eo} + n_{-o} + n_{+o}) = 0 \quad (\text{VII.5.3})$$

Ceci conduit, en tenant compte des relations entre n_{eo} , n_{-o} et n_{+o} aux solutions

$$a = 0 \quad (\text{multiplicité } 2) \quad (\text{VII.5.4})$$

$$a = \pm \left(\frac{2q_e^2 n_{eo} (\lambda+1)}{KT} \right)^{1/2}$$

Compte tenu de (VII.3.5) la correction à la longueur de DEBYE est apportée par le paramètre λ . En posant

$$\lambda'_D = \left(\frac{\epsilon_o KT}{q_e^2 (\lambda+1) n_{eo}} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.5.5})$$

on obtient

$$a = \pm 1./(\sqrt{2} \lambda'_D)$$

La liaison existante entre la valeur propre et la distance caractéristique se trouve ainsi maintenue et nous retrouvons également la modification de la longueur caractéristique par les ions négatifs. Cette modification de la longueur de DEBYE expliquait qualitativement l'augmentation de la puissance disponible dans l'approche M.F.K. Les vecteurs propres correspondants aux valeurs propres sont données par les relations (VII.5.6)

$$a = 0 \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ \lambda+1 \\ 0 \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{VII.5.6a})$$

$$a \neq 0 \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ -(\lambda+1) \\ -|\varepsilon| \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ -(\lambda+1) \\ |\varepsilon| \end{vmatrix} \quad (\text{VII.5.6b})$$

avec
$$\varepsilon = \frac{2q_e (\lambda+1)}{\varepsilon_0 a}$$

Le premier vecteur propre de (VII.5.6a) décrit l'état d'équilibre. Si nous cherchons les valeurs propres et les vecteurs propres de tout le système (VII.5.1) le problème de la dégénérescence va à nouveau se poser. Les raisons de cette dégénérescence sont identiques à celles exposées au paragraphe VII.4. Le seul vecteur propre non identiquement nul, autre que ceux trouvés en (VII.5.6a) est donné par la relation existant entre les vitesses et le champ électrique pour $a = 0$.

$$\begin{aligned} v'_e &= \frac{q_e}{m_e v_{en}} E' \\ v'_- &= \frac{q_e}{m_- v_{-n}} E' \\ v'_+ &= \frac{-q_e}{m_+ v_{+n}} E' \end{aligned} \quad (\text{VII.5.7})$$

Ce qui conduit au vecteur propre.

$$\begin{pmatrix} 1 \\ (m_e v_{en}) / (m_- v_{-n}) \\ -(m_e v_{en}) / (m_+ v_{+n}) \\ m_e v_{en} / q_e \end{pmatrix} \quad (\text{VII.5.8})$$

Nous voyons que l'étude des valeurs propres non nulles correspondantes à l'état stationnaire permet de retrouver un certain nombre de choses déjà acquises pour la connaissance du milieu ionosphérique, entre autre la modification de la longueur de DEBYE par les ions négatifs. Tout permet donc de croire que l'extension de cette étude aux distances caractéristiques en présence d'une chimie restera valable.

VII.6. Distances caractéristiques induites par la chimie

Dans un premier temps nous oublierons la nature chargée des espèces qui entrent en réaction de manière à souligner l'aspect purement chimique du problème. Ceci revient à négliger le terme décrivant le champ électrique dans les équations de la conservation de la quantité de mouvement et à supprimer l'équation de POISSON. La description de l'état stationnaire est, dans ces conditions, assurée par le système

$$\begin{aligned} \partial_z v'_e &= -\frac{L_e}{n_{eo}} n'_e + \frac{L_-}{n_{eo}} n'_- \\ \partial_z v'_- &= \frac{L_e}{n_{-o}} n'_e - \frac{L_-}{n_{-o}} n'_- \\ \partial_z v'_+ &= 0 \\ \partial_z n'_e &= \frac{-v_{en} m_n}{KT} v'_e \end{aligned} \quad (\text{VII.6.1})$$

$$\partial_z n'_- = - \frac{v_{-n-}^{m n} - o}{KT} v'_-$$

$$\partial_z n'_+ = - \frac{v_{+n+}^{m n} + o}{KT} v'_+$$

Le couplage induit par la chimie au travers des équations de continuité conduit à un sous-système décrit sous forme matricielle par :

$$\partial_z \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ v'_e \\ v'_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{v_{en}^{m n} e o}{KT} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{v_{-n-}^{m n} - o}{KT} \\ \frac{L_e}{n_{eo}} & \frac{L_-}{n_{eo}} & 0 & 0 \\ \frac{L_e}{n_{-o}} & -\frac{L_-}{n_{-o}} & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ v'_e \\ v'_- \end{pmatrix} \quad (\text{VII.6.2})$$

Les valeurs propres du système (VII.6.2) sont solutions de l'équation du 4ème degré.

$$a^4 - \left(\frac{v_{-n-}^{m L} + v_{en}^{m L}}{KT} \right) a^2 = 0 \quad (\text{VII.6.3})$$

Ce qui conduit aux solutions suivantes

$$a = 0 \quad (\text{multiplicité } 2)$$

$$a = \pm \left(\frac{v_{en}^{m L} + v_{-n-}^{m L}}{KT} \right)^{1/2} \quad (\text{VII.6.4})$$

Par analogie avec la relation trouvée entre "a" et la longueur de DEBYE nous pourrions introduire une distance liée à la chimie.

$$a = \pm 1./(\sqrt{2} \lambda_{ch}) \quad (\text{VII.6.5a})$$

$$\text{avec } \lambda_{ch} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{v_{en} L_e}{v_e^2} + \frac{v_{-n} L_-}{v_-^2} \right)^{-1/2} \quad (\text{VII.6.5b})$$

où $V_s^2 = KT/m_s$ sont les carrés des vitesses thermiques

$$a = 0 \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{VII.6.6a})$$

$$a \neq 0 \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ -\beta \\ \frac{(L_e + \beta L_-)}{|a| n_{e0}} \\ \frac{(L_e + \beta L_-)}{|a| n_{-0}} \end{vmatrix}, \begin{vmatrix} 1 \\ -\beta \\ \frac{(L_e + \beta L_-)}{|a| n_{e0}} \\ -\frac{(L_e + \beta L_-)}{|a| n_{-0}} \end{vmatrix} \quad (\text{VII.6.6b})$$

$$\text{avec } \beta = \frac{v_{-n} m_-}{v_{en} m_e}$$

Pour la valeur propre nulle, le problème de la dégénérescence se pose à nouveau. La cause de cette dégénérescence reste liée à la description simplifiée de la collision avec les neutres. Le seul vecteur propre non identiquement nul correspondant à la valeur propre multiple $a = 0$ est donné par (VII.6.6a). Nous retrouvons cependant la structure de l'état d'équilibre dans une description limitée aux seuls ions négatifs et électrons.

Pour analyser les relations (VII.6.5) il faut se rappeler que la description de la chimie des charges négatives par les seules constantes de réaction L_e et L_- provient d'une approximation négligeant la neutralisation mutuelle avec les ions positifs. Ceci implique que le com-

portement de (VII.6.5) pour L_e et L_- tendant simultanément vers zéro n'a pas de signification. En effet dans la limite de notre approximation $\lambda = L_e/L_-$. Il suffit dès lors que L_e tende vers zéro pour que λ tende vers zéro. Si L_e et L_- sont simultanément nuls, la valeur numérique de λ devient indéterminée et l'approximation n'est plus valable. Les relations (VII.6.6) montrent qu'il existe pour $a \neq 0$ une relation entre les vitesses électroniques et ioniques négatives.

$$v'_e/v'_- = - n_{-o}/n_{eo} \quad (VII.6.7)$$

$$v'_- = - (1/\lambda)v'_e$$

Cette relation apporte un élément nouveau à la description du milieu. Jusqu'à présent nous n'avons jamais rencontré de cas où les vitesses, corrélées entre elles, possédaient également une fonction d'auto-corrélation spatiale non nulle. L'introduction d'une chimie introduit toute une structure spatiale sur les vitesses. Cette situation va considérablement se compliquer par l'introduction du terme champ électrique lié à la nature chargée des espèces. Il nous faut pour cela compléter le système (VII.6.1) qui s'écrit

$$\partial_z \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \\ v'_e \\ v'_- \\ v'_+ \\ E' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -\frac{v_e n_{eo}}{v_e^2} & 0 & 0 & \frac{q_e n_{eo}}{KT} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{-v_- n_{-o}}{v_-^2} & 0 & \frac{q_e n_{-o}}{KT} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{-v_+ n_{+o}}{v_+^2} & -\frac{q_e n_{+o}}{KT} \\ -\frac{L_e}{n_{eo}} & \frac{L_-}{n_{eo}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{L_e}{n_{-o}} & -\frac{L_-}{n_{-o}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{q_e}{\epsilon_0} & \frac{q_e}{\epsilon_0} & -\frac{q_e}{\epsilon_0} & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} n'_e \\ n'_- \\ n'_+ \\ v'_e \\ v'_- \\ v'_+ \\ E' \end{pmatrix} \quad (\text{VII.6.8})$$

L'avant dernière équation du système (VII.6.8) ne contient aucun couplage avec les autres variables; ceci conduit à l'introduction d'un sous-système formé par les cinq premières équations et par l'équation de POISSON. Les valeurs propres de ce sous-système sont solutions d'une équation du 6ème degré.

$$a^6 - a^4 \left(\frac{2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo}}{\varepsilon_o KT} + \frac{v_{-n} L_-}{v_-^2} + \frac{v_{en} L_e}{v_e^2} \right) + a^2 \frac{2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo}}{\varepsilon_o KT} \left(\frac{v_{-n} L_-}{v_-^2} + \frac{v_{en} L_e}{v_e^2} \right) = 0 \quad (\text{VII.6.9})$$

$a = 0$ est solution de (VII.6.9) avec une multiplicité d'ordre 2. Les valeurs propres non nulles sont solutions de l'équation bicarrée

$$a^4 - a^2 \left(\frac{2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo}}{KT} + \eta \right) + \eta \frac{2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo}}{KT} = 0 \quad (\text{VII.6.10})$$

$$\text{avec } \eta = \frac{v_{en} L_e m_e + v_{-n} L_- m_-}{KT} \quad (\text{VII.6.11})$$

η est le carré des valeurs propres non nulles décrivant l'état stationnaire en ne tenant compte que de la chimie (VII.6.4). Il est facile de voir que $a = \pm \sqrt{\eta}$, solution de (VII.6.4), est également solution de (VII.6.10). Il est facile de vérifier qu'il en va de même pour $a = \pm [2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo} / (\varepsilon_o KT)]^{1/2}$. Il apparaît donc que les valeurs propres non nulles trouvées dans la description avec chimie mais sans champ électrique (VII.6.4) et celles avec champ électrique mais sans chimie (VII.5.4) sont également valeurs propres du système décrivant à l'état stationnaire, l'effet combiné de la chimie et du champ électrique. La relation (VII.6.12) résume cette constatation

$$a = 0 \quad \text{multiplicité } 2$$

$$a = \pm \left[(v_{en} L_e m_e + v_{-n} L_- m_-) / (KT) \right]^{1/2} \quad (\text{VII.6.12})$$

$$a = \pm \left[2q_e^2 (\lambda+1)n_{eo} / (\varepsilon_o KT) \right]^{1/2}$$

Les vecteurs propres correspondants aux valeurs propres (VII.6.12) sont obtenus d'une manière classique à partir de (VII.6.8). La relation existante entre n'_- et n'_e est obtenue par élimination successive des autres variables et s'exprime par

$$n'_- = \mu n'_e \quad (\text{VII.6.13})$$

$$\mu = \frac{[a^2 - \frac{q_e^2 n_{eo} (\lambda+1)}{\epsilon_o KT}] [a^2 - \frac{L_e v_{en} m_e}{KT}] - a^2 \frac{q_e^2 n_{eo}}{\epsilon_o KT}}{\frac{a^2 q_e^2 n_{eo}}{\epsilon_o KT} - \frac{L_e v_{en} m_e}{KT} \left[a^2 - \frac{q_e^2 n_{eo} (\lambda+1)}{\epsilon_o KT} \right]}$$

Les autres relations entre les variables fluctuantes et n'_e sont données par

$$v'_e = - \frac{1}{a n_{eo}} (L_e - \mu L_-) n'_e \quad (\text{VII.6.14})$$

$$v'_- = - \frac{1}{\lambda} v'_e = \frac{1}{a \lambda n_{eo}} (L_e - \mu L_-) n'_e \quad (\text{VII.6.15})$$

$$E' = \frac{a q_e (1+\mu) / \epsilon_o}{a^2 - \frac{q_e^2 (\lambda+1) n_{eo}}{\epsilon_o KT}} n'_e \quad (\text{VII.6.16})$$

$$n'_+ = - \frac{a}{\epsilon_o KT} \frac{q_e^2 (\lambda+1) (\mu+1) n_{eo}}{a^2 - \frac{q_e^2 (\lambda+1) n_{eo}}{\epsilon_o KT}} n'_e \quad (\text{VII.6.17})$$

On vérifie que pour $a = 0$ les relations (VII.6.12) à (VII.6.17) conduisent aux expressions

$$\begin{aligned} n'_- &= \lambda n'_e \\ n'_+ &= (\lambda+1) n'_e \\ v'_e &= 0 \\ v'_- &= 0 \\ E' &= 0 \end{aligned} \quad (\text{VII.6.18})$$

Ce résultat n'est cependant pas immédiat. En effet pour $a = 0$, μ devient égal à λ , ce qui introduit une indétermination sur les valeurs de v'_e et de v'_- . Cette indétermination peut être levée en exprimant les v'_s en fonction de E' , les valeurs nulles pour les v'_s apparaissent alors.

Nous retrouvons ainsi à la fois la dégénérescence et l'état d'équilibre

$$a = 0 \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ \lambda + 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad (\text{VII.6.19})$$

Pour $a = \pm [2q_e^2(\lambda+1)n_{eo}/(\epsilon_o KT)]^{1/2}$ on vérifie que l'on retrouve les vecteurs propres liés aux modes purement "électriques" en présence d'ions négatifs (VII.5.6b). En effet les relations (VII.6.12) à (VII.6.17) donnent dans ce cas

$$\begin{aligned} n'_- &= \lambda n'_e \\ n'_+ &= -(\lambda + 1) n'_e \\ v'_e &= 0 \\ v'_- &= 0 \\ E' &= \pm \left(\frac{2(\lambda+1)KT}{n_{eo} \epsilon_o} \right)^{1/2} = \pm |\epsilon| \end{aligned} \quad (\text{VII.6.20})$$

Ainsi la relation entre la valeur propre et le vecteur propre s'écrit

$$a = \pm 1./\sqrt{2} \lambda'_D \rightarrow \begin{vmatrix} 1 \\ \lambda \\ -(\lambda+1) \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \pm |\epsilon| \end{vmatrix} \quad (\text{VII.6.21})$$

Les relations qui décrivent le mode "chimique" et qui correspondent à $a = \pm [(v_{en} m L + v_{-n} m L_-)/(KT)]^{1/2}$ se compliquent considérablement.

Si nous définissons η par la relation (VII.6.11) et si nous posons

$$\xi = \left(\frac{q_e^2 n_{eo} \eta}{\epsilon_o KT} \right) / \left(\eta - \frac{q_e^2 n_{eo}}{\epsilon_o KT} \right)$$

soit encore

$$\xi = \frac{1/(2\lambda_D^2 \lambda_{ch}^2)}{(1/2 \lambda_{ch}^2 - (1/\lambda_D^2))} \quad (\text{VII.6.23})$$

nous obtenons les relations suivantes entre les variables fluctuantes

$$n'_- = \left(\frac{L_{-v-n}^m}{KT} - \xi \right) / \left(\xi - \frac{L_{-en}^m}{KT} \right) n'_e \quad (\text{VII.6.24})$$

$$n'_+ = \frac{-(\lambda+1) L_{-v-n} \xi (v_{-n}^2/V_e^2 - v_{en}^2/V_e^2)}{\eta (\xi - L_{-en}^m/V_e^2)} n'_e \quad (\text{VII.6.25})$$

$$v'_e = \pm (\eta)^{-1/2} \left(-L_e + L_{-} \left(\frac{L_{-v-n}^m/V_e^2 - \xi}{\lambda \xi - L_{-en}^m/V_e^2} \right) \right) \frac{n'_e}{n_{eo}}$$

$$v'_- = \frac{1}{\lambda} v'_e \quad (\text{VII.6.27})$$

$$E = \pm (\xi - (L_{-en}^m/V_e^2))^{-1} \frac{L_{-en}^m (v_{-n}^m - v_{en}^m)}{(\eta)^{1/2} q_e n_{eo}} n'_e \quad (\text{VII.6.28})$$

où les V_s sont les vitesses thermiques.

Les relations (VII.6.24) à (VII.6.28) définissent les vecteurs propres correspondants aux valeurs propres décrivant la chimie. Nous n'avons pas trouvé d'expressions plus simples pour ces vecteurs propres. L'étude des vecteurs propres montre que les relations correspondantes au mode électrique ne sont pas effectuées par l'introduction d'une chimie. La chimie ne perturbe pas la structure spatiale induite par le mode électrique. Par contre, si la distance caractéristique induite par la

chimie dans le milieu n'est pas affectée par le terme champ électrique, les vecteurs propres qui lui correspondent le sont fortement. Cette dissymétrie dans le comportement des vecteurs propres peut être comprise par le fait que la chimie des charges négatives conduit à des fluctuations de concentration qui induisent une structure et des relations entre les vitesses des ions négatifs et des électrons. Comme les espèces sont chargées, ces fluctuations de vitesses vont donner naissance à un champ électrique qui lui-même induit une fluctuation des concentrations des ions positifs. En résumé la chimie est capable d'induire sa propre fluctuation de champ électrique, tandis que l'inverse n'est pas vraie. Nous reviendrons plus longuement sur ces considérations au chapitre VIII. Il reste cependant remarquable que les relations existantes entre les vitesses dans le mode "chimique" ne sont pas affectées par l'introduction du champ électrique comme le montrent les relations (VII.6.7) et (VII.6.27). Quel que soit le niveau de complexité contenu dans les vecteurs propres le fait le plus remarquable reste l'introduction d'une nouvelle distance caractéristique à l'intérieur de laquelle l'électroneutralité n'est pas vérifiée. L'introduction des ions négatifs provoque donc un double phénomène, d'abord ceux-ci modifient la longueur de DEBYE du milieu, ensuite ils induisent par la chimie une nouvelle distance caractéristique qui vient se superposer à celle de DEBYE. Ces conclusions contiennent cependant une nouvelle approximation, en effet, il aurait fallu introduire des termes relatifs à la chimie dans les équations de quantité de mouvement (HOLT et HASKELL, 1965, chp. 6). Cette approximation consiste à négliger L_e et L_- devant v_{en} et v_{-n} , ce qui est vérifié à toutes les altitudes. L'introduction des termes L_e et L_- dans les équations de la quantité de mouvement rendrait pratiquement impossible le calcul des valeurs propres de manière analytique. De plus, la présence de cellules de JORDAN, dont il a été fait mention ci-dessus, complique considérablement une approche numérique du problème.

VII.7. Conclusions

Nous avons montré dans ce chapitre qu'il était possible d'introduire les distances caractéristiques du milieu ionosphérique par le biais d'une étude des valeurs propres des matrices apparaissant dans l'approche hydrodynamique lorsque l'on se limite à l'étude de l'état stationnaire. Cette étude soulève des problèmes d'analyse numérique considérables, entre autre l'apparition de bases de JORDAN. Nous avons cependant pu montrer que ces dégénérescences n'étaient liées à aucun phénomène physique mais provenaient d'hypothèses simplificatrices. Par bonheur nous avons trouvé des solutions analytiques permettant de calculer les distances caractéristiques. Il découle de ceci que les fluctuations chimiques engendrent elles aussi leurs propres distances caractéristiques et que le niveau de complexité induit par la présence des ions négatifs est beaucoup plus grand que ne le laissait supposer notre simulation du chapitre IV. Nous assistons de fait à une redistribution de la puissance disponible dans la partie chimique du spectre dont on pourrait facilement rendre compte en apportant une légère correction à l'approche hydrodynamique développée au chapitre V. Nous développerons ceci au chapitre suivant.

CHAPITRE VIII

INFLUENCE DES DISTANCES CARACTERISTIQUES SUR LES SPECTRES

VIII.1. Introduction

Dans ce chapitre nous essayerons d'analyser les implications nouvelles provenant de l'introduction de la distance caractéristique (λ_{ch}) liée à la chimie des ions négatifs et des électrons pour l'étude de l'ionosphère inférieure par la diffusion incohérente.

Un scénario simplifié visant à comprendre, de manière qualitative, la déformation des spectres de diffusion causée par l'introduction de λ_{ch} sera proposé. Il servira de base à une discussion de la validité des différentes approches de la diffusion incohérente dans la mésosphère inférieure. Afin de rendre compte de cette description, une correction à l'approche hydrodynamique en présence d'une chimie sera proposée ainsi que les nouveaux résultats numériques qui en découlent.

VIII.2. Nouvelle description qualitative de la fluctuation chimique

Qualitativement, il est possible de rendre compte de manière assez simple du rôle joué par λ_{ch} . Partant de l'équilibre photochimique (figure VIII.1.a) au temps t , imaginons que la réaction dans le volume V au temps $t + \Delta t$ conduise à la création d'un ion négatif. Cette réaction est en effet la plus probable. Le nombre d'électrons présent dans le volume V se trouve alors diminué d'une unité; le nombre d'ions négatifs augmente d'une unité, mais le nombre total de charges négatives reste inchangé. La nouvelle situation ainsi créée ne pourra évoluer qu'à la prochaine réaction chimique intervenant dans le volume V . L'écart par rapport à la situation d'équilibre se maintient ainsi pendant un temps assez long, et la probabilité pour que la réaction suivante ramène le système à la situation initiale est assez faible compte tenu des valeurs de L_e et L_- .

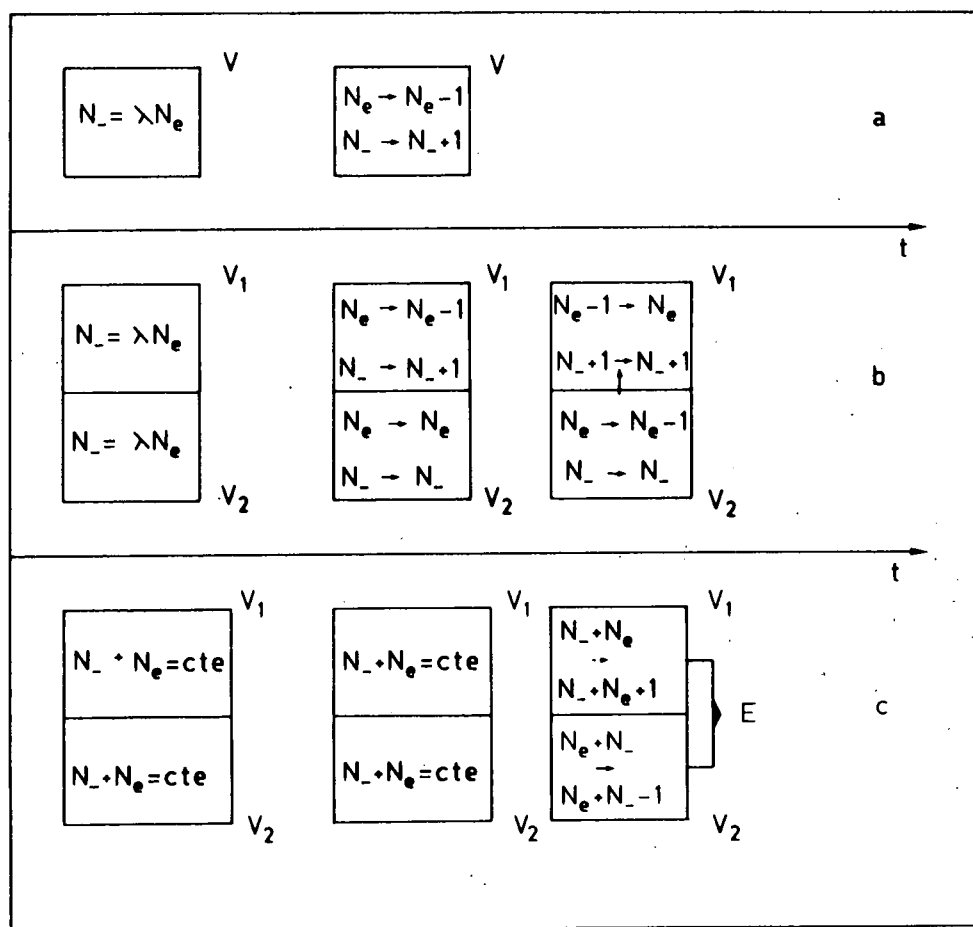


Fig. VIII.1.- Scénario expliquant le rôle joué par l'introduction d'une distance caractéristique liée à la chimie (voir texte).

Ceci permet qualitativement d'expliquer la forme des spectres de puissance fortement centrés sur la fréquence nulle.

Supposons maintenant deux volumes voisins V_1 et V_2 dont la distance "d", séparant les deux centres, est beaucoup plus petite que " λ_{ch} ". Dans chaque volume on suppose au départ une situation d'équilibre photochimique (fig. VIII.1.b). On suppose de plus que la première réaction chimique se produira dans le volume V_1 au temps de $t + \Delta t$ et que, comme précédemment, elle conduira à la formation d'un ion négatif. Nous aurons dès lors un électron de moins et un ion négatif de plus dans V_1 . La situation reste inchangée dans V_2 . Il ne faut cependant plus attendre la prochaine réaction chimique pour voir apparaître une nouvelle modification du nombre d'électrons ou d'ions négatifs dans le volume V_1 . En effet, une diffusion peut agir entre V_1 et V_2 . Elle est causée par le gradient de concentration provoqué lui-même par la réaction chimique qui a eu lieu au temps $t + \Delta t$ dans V_1 . Compte tenu du rapport des masses, le transfert le plus probable entre V_1 et V_2 sera celui d'un électron de V_2 vers V_1 . Ce transfert d'un électron ne permet pas de revenir à la situation initiale puisqu'il y aura un électron de plus dans V_1 que dans V_2 . On doit alors s'attendre au retour d'un électron de V_1 vers V_2 , ce qui nous ramène à la situation précédente. Il est possible de tenir le même type de raisonnement avec les ions négatifs qui cependant, compte tenu de leurs masses, vont mettre plus de temps pour migrer de V_1 vers V_2 et vice-versa. L'importance de la distance caractéristique, λ_{ch} , sur la forme du spectre de puissance apparaît à ce stade. Dès que la distance "d" devient petite devant λ_{ch} on ne peut plus maintenir pendant un temps suffisamment grand l'écart par rapport à l'équilibre causé par la réaction chimique qui est apparue en $t + \Delta t$. La contribution des transferts des électrons (ou des ions) entre V_1 et V_2 va aboutir à l'élargissement du spectre et à une migration des puissances vers les hautes fréquences. L'aplatissement de la partie centrale du spectre de puissance sera d'autant plus important que le transfert des électrons (ou des ions négatifs) entre V_1 et V_2 se fera rapidement et donc que la distance d sera petite devant λ_{ch} .

Cependant si nous examinons le contenu négatif total dans les volumes V_1 et V_2 (figure VIII.1c) nous voyons que la charge totale dans chaque volume reste inchangée aussi longtemps que le processus de diffusion n'apparaît pas. Dès que la diffusion entre V_1 et V_2 s'installe, le nombre de charges négatives dans V_1 sera différent de celui existant en V_2 . Ceci conduit à l'apparition d'un champ électrique induit par la diffusion entre V_1 et V_2 , elle-même induite par la chimie. Ce champ vient perturber la diffusion entre V_1 et V_2 et met en mouvement les charges positives. Il s'oppose à la diffusion et donc à l'élargissement du spectre.

On remarquera que la première partie de cette description correspond de manière simplifiée (figure VIII.1a) à toute la procédure sous jacente à la simulation présentée au chapitre IV. La deuxième partie pourrait rendre compte d'une partie des conclusions de UDDHOLM (1983,a,b). Ce dernier travaillait avec une approche cinétique et sans introduire de distances caractéristiques. Une de ces conclusions était que la fluctuation d'origine chimique ne peut se maintenir à cause de la diffusion. Il reconnaît cependant que pour un petit nombre d'onde (donc pour les grandes longueurs d'ondes) la contribution de la fluctuation chimique peut être non négligeable. Enfin aucune approche ne tient compte de la troisième partie de la description (figure VIII.1.c) qui restructure le spectre de diffusion par l'apparition d'un champ électrique. Cette troisième étape est totalement compatible avec la structure des vecteurs propres analysé au chapitre VII.

VIII.3. Validité des approches hydrodynamiques et cinétiques en présence d'une chimie

Nous avons porté sur la figure (VIII.2) la distance de DEBYE (λ_D), la distance de DEBYE corrigée (λ'_D), la distance relative à la chimie (λ_{ch}) ainsi que l'inverse de la valeur propre ($1/a_{ch}$). La présence de deux courbes pour la chimie définit une zone d'indétermination. Nous ne savons pas s'il faut définir la distance caractéristique comme l'inverse

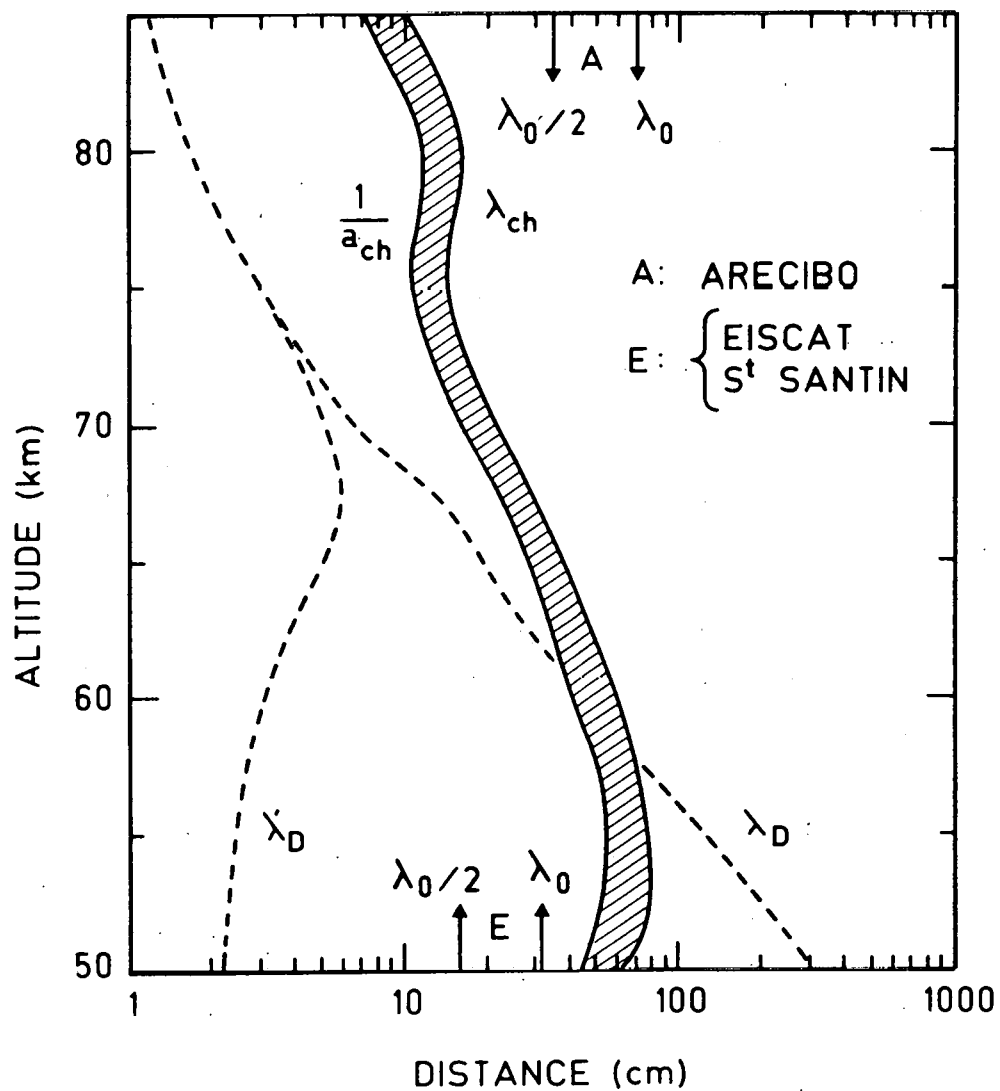


Fig. VIII.2. - Comparaison de la distance caractéristique liée à la chimie avec les autres distances caractéristiques du milieu ionosphérique. Les longueurs d'onde et demi-longueurs d'onde des émetteurs de St SANTIN, EISCAT et ARECIBO sont représentées par des flèches.

de a_{ch} ou comme λ_{ch} introduite par analogie avec la longueur de DEBYE. La différence entre λ_D et λ'_D a été discuté précédemment, elle explique l'augmentation de puissance disponible dans la partie ionique du spectre de diffusion incohérente dans la description MFK. L'importance de λ_{ch} aux altitudes voisines de 80 km est liée aux mécanismes de recyclages qui continuent à exister à ces altitudes même pour de très petites valeurs de $\lambda = n_{-o}/n_{eo}$. La figure (VIII.2) fait apparaître que les longueurs d'ondes des sondeurs EISCAT (E) et ARECIBO (A) sont plus grandes que λ'_D mais du même ordre de grandeur que λ_{ch} dans la mésosphère inférieure. La validité d'une description hydrodynamique est alors posée d'autant plus que λ_{ch} n'apparaît nulle part dans ce type d'approche. Cette question recouvre également la simulation proposée au chapitre IV. Cette dernière ne tient pas compte du gradient des vitesses qui apparaît dans l'équation de continuité des électrons et des ions négatifs. Ceci revient implicitement à supposer qu'il n'y a pas de couplage entre volumes voisins et donc que la distance qui sépare leur centre respectif est grande devant λ_{ch} , ce qui correspond à la première partie du scénario envisagé au paragraphe VIII.2.

La critique développé par UDDHOLM (1983,a,b) dans son approche cinétique de la fluctuation en présence d'une chimie correspond assez bien à la deuxième partie du scénario développé au paragraphe VIII.2. Les conditions dans lesquelles sont introduites l'approche cinétique de UDDHOLM (1983,b) sont compatible avec

$$\lambda_{(\text{sondeur})} \ll \lambda_{ch} \quad (\text{VIII.3.1})$$

où $\lambda_{(\text{sondeur})}$ indique la longueur d'onde correspondante au sondeur à diffusion incohérente. La figure (VIII.2) montre que cette condition (VIII.3.1) est mal vérifiée pour les sondeurs à diffusion incohérente. La longueur d'onde des émetteurs est du même ordre de grandeur que λ_{ch} dans la mésosphère inférieure.

De plus, les relations entre les variables fluctuantes qui apparaissent en annexe dans l'article de UDDHOLM (1983,b) ne tiennent pas compte de l'apparition du champ électrique induit par la chimie. Ce dernier modifie le spectre de diffusion en induisant une fluctuation sur les ions positifs. Ceci permet d'imaginer une argumentation analogue à celle développée pour expliquer le rôle du champ électrique, dans le mécanisme imaginé par GORDON (1958). On peut s'attendre à une restructuration de la partie basse fréquence du spectre de diffusion incohérente. Il apparaît que la validité de toutes les approches existantes à ce jour est mise en cause par l'introduction de λ_{ch} combiné aux situations expérimentales dans lesquelles nous travaillons. Il faut rappeler que les conclusions des approches hydrodynamiques et de l'approche cinétique de UDDHOLM (1983,a) sont fondamentalement contradictoires. Au delà du problème de la chimie c'est toute l'approche M.F.K. qui est mise en jeu. On ne peut en effet raisonnablement utiliser une approche qui serait valable pour un effet lié aux ions négatifs mais pas pour les autres.

VIII.4 Correction à l'approche hydrodynamique

Supposons que l'approche hydrodynamique reste valable moyennant des corrections liées à λ_{ch} . Il faut faire apparaître le rôle de la distance caractéristique liée à la chimie tout en tenant compte au mieux des résultats expérimentaux. Il est particulièrement important de pouvoir fournir une explication du maintien de la raie centrale aux basses altitudes ainsi que de la puissance non négligeable contenue dans celle-ci. Pour pouvoir rendre compte de ceci, nous supposerons, par analogie avec les approches cinétiques développées pour l'étude de la diffusion incohérente dans l'ionosphère supérieure qu'il faut introduire dans les équations la contribution des états initiaux. Le rôle de la longueur de DEBYE apparaissant au travers du paramètre α dans les équations, il faut essentiellement introduire λ_{ch} ou $1/a_{ch}$. Pour ce faire, nous supposerons que l'état initial est convenablement décrit par le vecteur propre correspondant à la chimie dans son état stationnaire et étudié au chapitre VII.

Soit $\bar{\varphi}$ un vecteur propre correspondant à une valeur propre non nulle "a" du système (VII.6.7). Pour ce vecteur nous aurons une relation du type

$$\partial_z \bar{\varphi} = -|a| \bar{\varphi} \quad (\text{VIII.4.1})$$

Après décomposition en composantes de FOURIER spatiales, rien ne permet d'affirmer que celles-ci vérifient encore une condition de stationnarité. L'évolution temporelle des quantités fluctuantes pour la composante considérée peut alors contenir deux contributions, celle de la fluctuation initiale et celle de la fluctuation induite par la fluctuation initiale. Les équations de continuité pour les deux espèces négatives et pour la composante de FOURIER "k" considérée peuvent s'écrire

$$\begin{aligned} \partial_t n'_e &= -L_e n'_e + L_- n'_- + ik n_{e0} v'_e \\ \partial_t n'_- &= L_e n'_e - L_- n'_- + ik n_{-0} v'_- \end{aligned} \quad (\text{VIII.4.2})$$

Nous pouvons décomposer v'_s en une fluctuation initiale et en une fluctuation induite

$$v'_s = v'_s(\text{init}) + v'_s(\text{ind.})$$

Par définition de la valeur propre on peut écrire pour le "mode chimique" considéré

$$\begin{aligned} a_{ch} v'_e &= -\frac{L_e}{n_{e0}} n'_e + \frac{L_-}{n_{e0}} n'_- \\ a_{ch} v'_- &= \frac{L_e}{n_{-0}} n'_e - \frac{L_-}{n_{-0}} n'_- \end{aligned} \quad (\text{VIII.4.3})$$

où a_{ch} est la valeur propre relative au "mode chimique".

On peut réécrire (VII.4.2) en négligeant les fluctuations induites sur les vitesses, il vient alors

$$\partial_t \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -L_e & L_- \\ L_e & -L_- \end{vmatrix} \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \end{vmatrix}_{\text{ind}} \quad (\text{VIII.4.4})$$

$$+ \frac{ik}{a_{\text{ch}}} \begin{vmatrix} -L_e & L_- \\ L_e & -L_- \end{vmatrix} \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \end{vmatrix}_{\text{init}}$$

Dans cette expression, la deuxième matrice décrit le terme $ik n_{s_0} v'_s(\text{init})$. Comme il n'est pas possible de distinguer les deux types de fluctuations nous pouvons supprimer les notations "init" et "ind", dès lors, (VIII.4.4) se transforme en

$$\partial_t \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \end{vmatrix} = \left(1 + \frac{ik}{a_{\text{ch}}}\right) \begin{vmatrix} -L_e & +L_- \\ L_e & -L_- \end{vmatrix} \begin{vmatrix} n'_e \\ n'_- \end{vmatrix} \quad (\text{VIII.4.5})$$

L'introduction des conditions initiales fait apparaître dans la partie relative à la chimie, un facteur multiplicatif ξ_{ch} donné par

$$\xi_{\text{ch}} = \left(1 + \frac{ik}{a_{\text{ch}}}\right)$$

avec

$$a_{\text{ch}} = \left[(L_e v_{\text{en}} m_e + L_- v_{-N} M_-) / (KT) \right]^{1/2}$$

Cette correction de la partie chimique de la description devient négligeable si $k \ll a_{\text{ch}}$, ou, ce qui revient au même, si la longueur d'onde de l'émetteur est beaucoup plus grande que la distance caractéristique λ_{ch} . Ceci implique également que nous retrouvons toutes les discussions faites au chapitre IV relatives à la fluctuation chimique pour autant que la distance séparant les centres des volumes adjacents devienne grande par rapport à λ_{ch} .

Cherchons le spectre de puissance de cette fluctuation corrigée.
Soit \tilde{M} la matrice

$$\tilde{M} = i\omega\tilde{I} - \left(1 + \frac{ik}{a_{ch}}\right) \begin{vmatrix} -L_e & L_- \\ L_e & -L_- \end{vmatrix} \quad (\text{VIII.4.6})$$

où \tilde{I} est la matrice unité.

Dès lors,

$$|n'_e|^2 = \frac{n_{e0}}{\pi} [(\tilde{M}(e,e))^{-1} + (\tilde{M}^+(e,e))^{-1}] \quad (\text{VIII.4.7})$$

où "+" indique la matrice hermitienne conjuguée

(e,e) la composante de \tilde{M} qui décrit la fluctuation des électrons.

Le déterminant de \tilde{M} est donné par

$$\det(\tilde{M}) = -\omega^2 + i\omega \xi_{ch} (L_e + L_-) \quad (\text{VIII.4.8})$$

On vérifie facilement que la partie réelle de $M(e,e)$ est donnée par

$$R_e(\tilde{M}(e,e)) = \frac{L_e}{\left[\omega + \frac{k}{a_{ch}}(L_e + L_-)\right]^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{VIII.4.9})$$

Le spectre de puissance de la fluctuation chimique devient

$$|n'_e|^2 = \frac{n_{e0}}{\pi} \frac{L_e}{\left[\omega + \frac{k}{a_{ch}}(L_e + L_-)\right]^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{VIII.4.10})$$

Cette expression est à comparer à celle obtenue précédemment sans tenir compte de la distance caractéristique λ_{ch} c'est-à-dire

$$|n'_e|^2 = \frac{n_{e0}}{\pi} \frac{L_e}{\omega^2 + (L_e + L_-)^2} \quad (\text{VIII.4.11})$$

Le spectre de puissance (VIII.4.10) tend vers l'expression (VIII.4.11) lorsque k tend vers zéro.

L'expression (VIII.4.10) n'est valable que pour des valeurs positives de ω . Le spectre est supposé symétrique par rapport à $\omega = 0$. Il en résulte une diminution de la puissance totale disponible par rapport à (VIII.4.11). En effet la symétrie par rapport à $\omega = 0$ conduit à une puissance donnée par

$$P = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{L_e n_{eo}}{\left[\left| \omega \right| + \frac{k}{a_{ch}} (L_e + L_-) \right]^2 + (L_e + L_-)^2} d\omega \quad (\text{VIII.4.12})$$

$$P = \frac{L_e n_{eo}}{(L_e + L_-)} \left[1 - \frac{2}{\pi} \text{artg} \left(\frac{k}{a} \right) \right]$$

La diminution de la puissance disponible provient d'une redistribution de l'énergie en fonction de la composante de fourier spatiale "k" considérée.

Si nous voulons considérer l'ensemble du spectre de puissance sans négliger les vitesses induites dans (VIII.4.2) et en tenant compte de l'ensemble des mécanismes de couplage entre les quantités fluctuantes, il faut refaire toute l'approche matricielle développée au chapitre V. Cependant, en tenant compte des relations établies au paragraphe V.6 (particulièrement la relation V.6.3) nous voyons que la correction apparaît de manière immédiate pour les basses fréquences. La correction que nous apportons étant de nature scalaire, cette dernière ne change rien aux relations matricielles. Toutes les conclusions restent valables pour la matrice décrivant la chimie, cette dernière étant simplement multipliée par ξ_{ch} . Nous pouvons dès lors, comme précédemment, superposer les fluctuations chimiques à celles décrites par l'approche M.F.K. En toute rigueur, cette superposition n'est valable que pour les basses fréquences. Nous savons cependant que la partie électronique du spectre MFK domine, pour les hautes fréquences, la partie chimique de la fluctuation. L'addition dans le calcul complet de la fluctuation chimique pour les hautes fréquences ne peut conduire qu'à des modifications négligeables.

L'ensemble de la description du chapitre V reste donc valable moyennant les corrections (VIII.4.5) et (VIII.4.10). Les puissances disponibles sont modifiées par la relation (VIII.4.12). Nous étudierons au paragraphe VIII.5 les modifications qu'il faut apporter aux spectres calculés dans la mésosphère.

VIII.5. Nouveaux spectres de puissance en présence d'ions négatifs

Le problème qui se pose est de savoir si la puissance disponible dans le mode chimique est encore suffisante, après correction pour expliquer la forme des spectres de puissance dans la mésosphère. La figure (VIII.3) indique pour une altitude de 60 km une nouvelle comparaison de la forme théorique des spectres de diffusion incohérente correspondant à une fréquence de sondage de 935 MHz, en situation de rétro-diffusion. La figure (VIII.3) montre des profils normalisés par rapport à la concentration électronique. Les différentes approches hydrodynamiques y sont reprises à savoir l'approche indiquée TAN pour une situation sans ion négatif, celle indiquée MFK pour une situation avec ions négatifs mais sans chimie et enfin deux profils correspondant à une situation avec ion négatif et avec chimie. La différence entre TAN et MFK a déjà été analysée précédemment. Le profil noté par "----" indique la situation du chapitre V sans correction. Nous voyons que même avec des distances caractéristiques, pour la chimie, beaucoup plus défavorables que la distance de DEBYE modifiée par la présence des ions négatifs, le module de la fluctuation électronique, $n'_e(k,\omega)$ $n'^*_e(k,\omega)$, induit par la fluctuation chimique, reste plus important que celui apparaissant dans l'approche MFK. Le tableau (VIII.1) montre le gain de puissance non négligeable encore disponible par rapport à la situation MFK. Ce tableau indique également la concentration électronique nécessaire pour expliquer un niveau de puissance là où 1000 électrons cm^{-3} étaient nécessaires dans l'approche MFK. La concentration de 1000 électrons cm^{-3} a été utilisée en relation avec les mesures de concentration de LALONDE (1966) qui nécessitaient cette valeur pour n_{e0} entre 60 et 65 km en relation avec le sondeur d'ARECIBO.

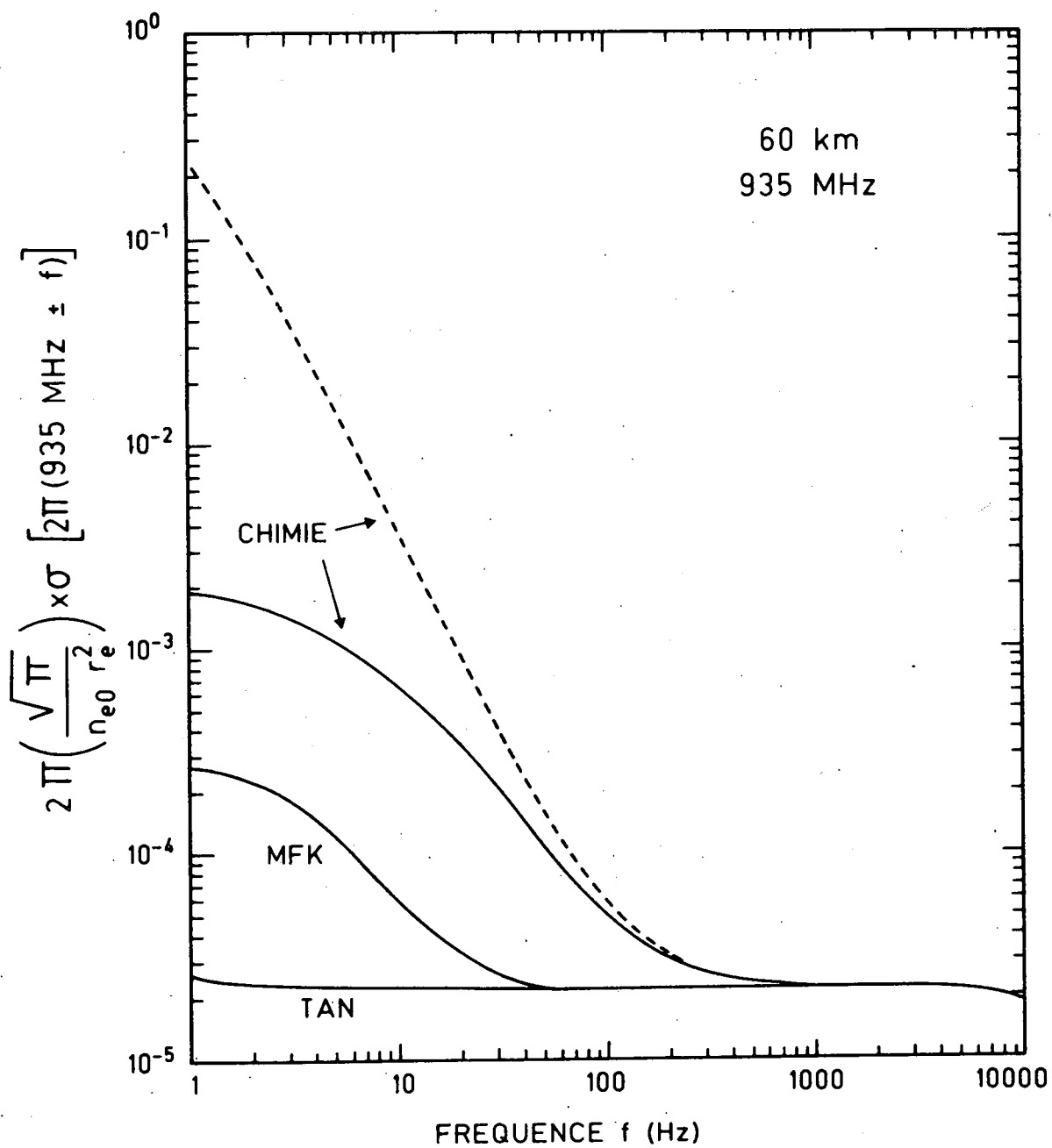


Fig. VIII.3.- Valeur de la section efficace normalisée de diffusion incohérente dans les différentes approches pour une altitude de 60 km.

TABLEAU VIII.1 Puissance chimique et concentration électronique

Altitude (km)	$(P_{CH} + P_I)/P_I$	n_e (cm ⁻³)
55	87.82	11.4
60	16.20	62
65	6.66	150
70	1.80	555.5
75	1.017	983

L'évolution générale de la forme des spectres dans la région D inférieure est représentée pour diverses altitudes à la figure (VIII.4). Cette figure est donnée en échelle linéaire pour les fréquences et se rapporte au mode chimique corrigé. Nous y voyons apparaître un maintien acceptable de la forme de la partie centrale du spectre dans le bas de la région D. De plus nous assistons à un net élargissement de ceux-ci par rapport à la situation sans correction des chapitre V et VI. L'utilisation simultanée de la figure (VIII.4) et du tableau (VIII.1) semble justifier le point de vue, qu'il n'est nullement nécessaire d'invoquer un effet de modèle pour justifier la forme des spectres. La correction que nous proposons semble à la fois permettre une interprétation correcte du niveau de puissance, traduit dans le tableau (VIII.1) en terme d'électrons nécessaires par cm^3 ainsi qu'une justification du maintien de l'allure générale de la partie basse fréquence du spectre de puissance.

VIII.6. Conséquences pour les mesures dans les régions polaires

La mise en route du système européen EISCAT offre potentiellement des possibilités de mesures en zone polaire. Les mesures mesosphériques n'ont pas encore acquises un statut de mesures de routine. Cependant l'introduction des fluctuations chimiques risque encore d'augmenter la complexité de l'interprétation des données expérimentales. Nous essayerons dans ce dernier paragraphe de préciser quelques problèmes auxquels il faut s'attendre et qui peuvent servir de test de validité à notre proposition. Le carré de la valeur propre associée au mode chimique est composé d'une somme de deux termes, $L_e v_{en}/V_e^2$ et $L_- v_{-n}/V_-^2$, où les V_s sont les vitesses thermiques. Le tableau (VIII.2) compare les importances relatives de ces deux termes. Il apparaît que la contribution électronique est presque toujours (sauf à 50 km) petite et même négligeable devant la contribution ionique. Nous avons largement souligné dans les premiers chapitres la stabilité des valeurs de L_e lorsque l'on procède à une étude de la réponse du modèle équivalent à certaines variations telles que celles des neutres minoritaires ainsi

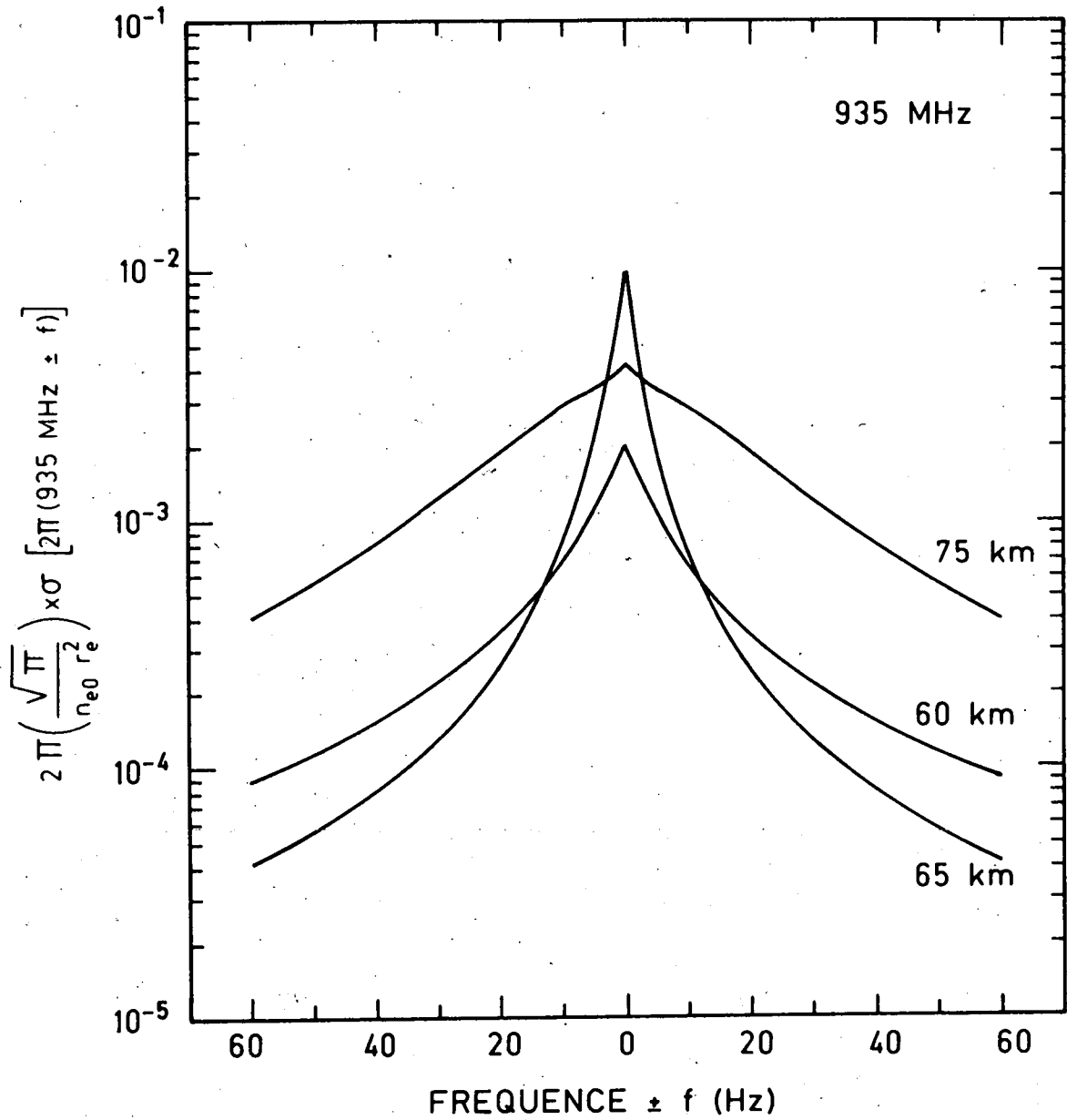


Fig. VIII.4.- Partie centrale des spectres normalisés de diffusion incohérente, à diverses altitudes, en tenant compte de la "chimie corrigée".

TABLEAU VIII.2

Altitude (km)	$L_{e_{ven}} / (V_{e_{ch}})^2$	$L_{-v-n} / (V_{-a_{ch}})^2$
50	0.49	0.51
55	0.12	0.88
60	0.011	0.989
65	0.0007	0.9993
70	0.0 ($< 10^{-5}$)	1.0

que la variation de la production à l'entrée du système. En revanche les valeurs prises par L_{e} étaient extrêmement variables. Compte tenu de l'importance de la contribution du terme en $L_{\text{e}} v_{\text{n}} / V_{\text{e}}^2$, il faut s'attendre à une grande variation de la distance caractéristique λ_{ch} accompagnant celle de L_{e} . Ainsi, en zone polaire, des variations de production rapides peuvent être envisagées en relation avec des précipitations corpusculaires. Nous présentons une variation paramétrique de la production électronique γ_{e} de manière à couvrir une plage allant de la production du modèle de référence jusqu'à cent fois cette valeur. Il est clair que les variations en zone polaire peuvent être beaucoup plus importantes.

Cette étude a été faite à une altitude de 60 km. La figure (VIII.5) donne l'inverse de la valeur propre ($1/a_{\text{ch}}$) en fonction de la production. La partie située à l'extrême gauche de la figure correspond au modèle de référence. Nous voyons que $1/a_{\text{ch}}$ diminue considérablement avec une augmentation de la production. La distance de DEBYE corrigée λ'_{D} ne varie pratiquement pas. Il faut dès lors s'attendre à des variations importantes en fonction de la production à l'entrée du système γ_{e} . On voit également que la distance de DEBYE tend vers la distance corrigée lorsque la production augmente. Cette dernière constatation peut s'expliquer par le fait déjà souligné précédemment, à savoir que lorsque la production augmente le paramètre $\lambda = n_{\text{o}} / n_{\text{eo}}$ diminue. On a dès lors de moins en moins besoin de la présence des ions négatifs pour expliquer les résultats expérimentaux. A la limite des fortes productions les trois descriptions (TAN, MFK, chimie corrigée) semblent converger. Cette conclusion est confirmée par la figure (VIII.6) où nous avons montré, dans les mêmes conditions de production, l'évolution du rapport $(P_{\text{ch}} + P_{\text{I}}) / P_{\text{I}}$. C'est-à-dire l'apport en puissance disponible qu'offre la fluctuation chimique dans la partie centrale du spectre par rapport à la situation MFK sans fluctuations chimiques. Nous voyons que la valeur numérique de ce rapport se dégrade rapidement. Ceci implique qu'en terme de puissance et de distances caractéristiques, une situation à forte production γ_{e} conduit à des différences mineures dans les valeurs calculées de la concentration électronique à partir des trois approches. C'est peut être la raison pour laquelle l'erreur sur la

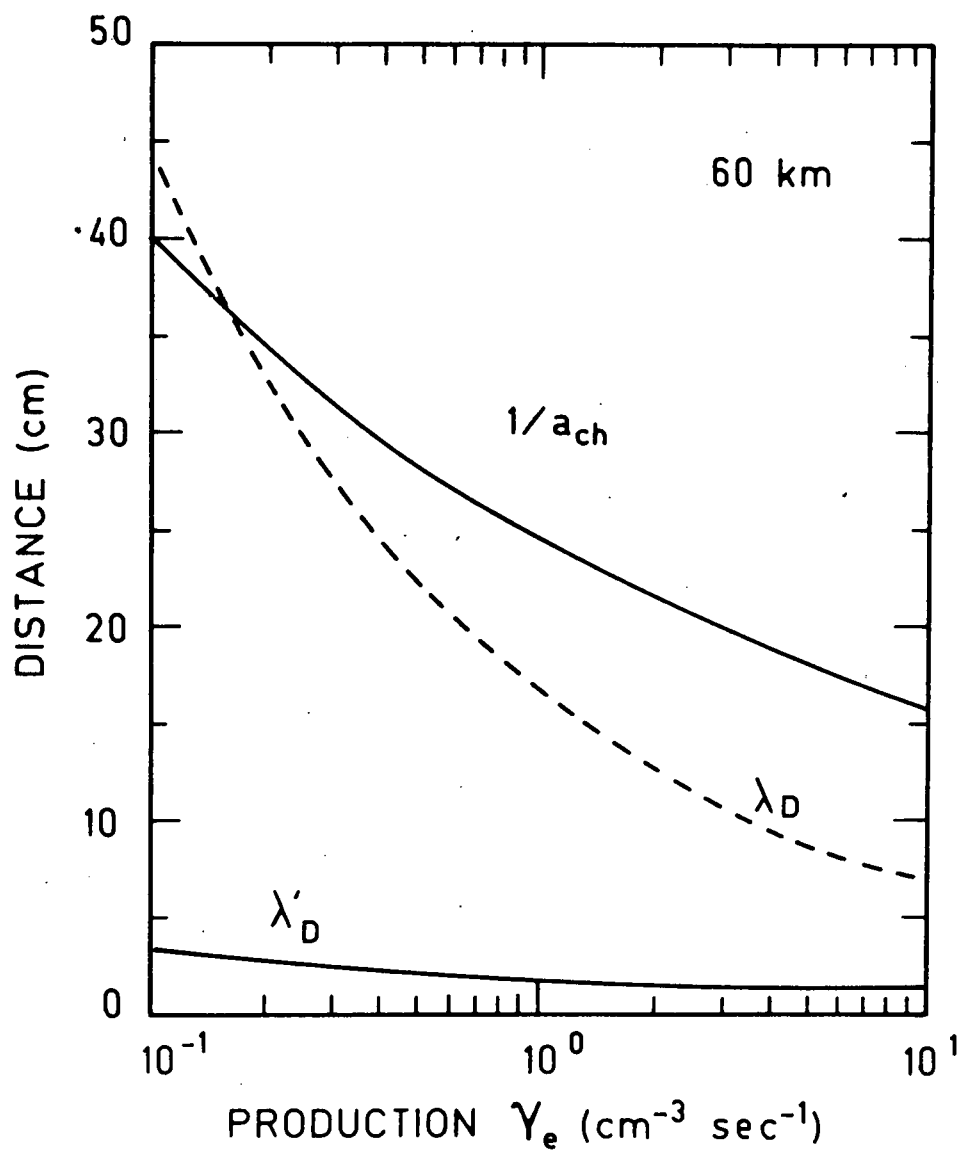


Fig. VIII.5.- Variation de la distance caractéristique liée à la chimie en fonction de la production à l'entrée du système (γ_e), ainsi que celle des distances de DEBYE λ_D et λ'_D .

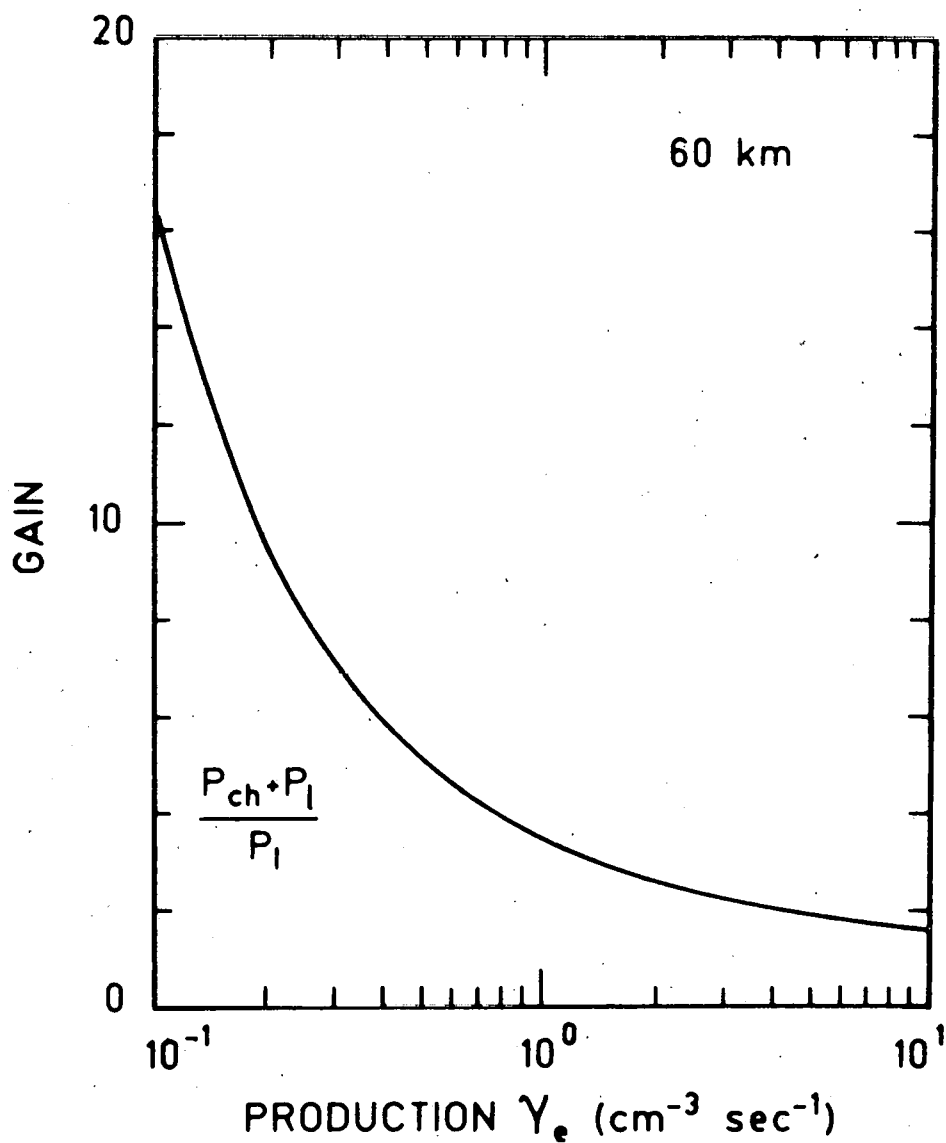


Fig. VIII.6.- Evolution du gain en puissance offert par la chimie en fonction de la production γ_e pour une altitude de 60 km.

termination de la concentration électronique n'a été signalée que pour les sondeurs correspondant à des latitudes moyennes ou tropicale (LALONDE, 1966, ARMISTEAD et al. 1972). Cependant si nous regardons la forme générale du spectre en fonction du décallage en fréquence, donnée à la figure (VIII.7) et présentée sous forme normalisée, nous voyons que les conséquences de l'introduction d'une fluctuation chimique restent non négligeables.

La situation qui correspond au modèle de référence est comparée à celle obtenue en multipliant par cent la production électronique γ_e . L'échelle utilisée est linéaire en fréquence. Il apparaît une nette différence entre la forme des spectres obtenus à partir d'une théorie MFK et d'une théorie qui englobe la fluctuation chimique. Ces spectres sont normalisés, c'est-à-dire divisé par n_{e0} pour des raisons de représentations plus aisées. Ceci implique que la différence qui apparaît entre les deux situation de production doit encore être multipliée par l'augmentation de la concentration électronique. Deux conclusions apparaissent alors. D'abord, l'écart entre la situation γ_e et $\gamma_e \times 100$ est énorme dans l'approche MFK, elle paraît beaucoup plus raisonnable da l'approche avec fluctuation chimiques. Ensuite, les spectres MFK s'élargissent avec l'augmentation de la production γ_e tandis que les autres présentent une légère tendance au rétrécissement. Ce dernier phénomène semble avoir été montré sur EISCAT (KOFMAN et al., 1984) et BERTIN (communication privée). Mais compte tenu de la faible résolution en altitude associée à cette mesure, il nous faut attendre d'autres confirmations expérimentales. Nous sommes cependant en mesure de mieux comprendre l'information continue dans la figure (VIII.6). La dégradation du facteur de puissance est due à une augmentation considérable de la partie ionique MFK plutôt qu'à une disparition de la partie chimique. Ceci est totalement compatible avec la figure (VIII.5). En effet la diminution de la distance caractéristique liée à la chimie doit rendre le système plus sensible à cette fluctuation et la rapprocher légèrement du cas limite correspondant à l'étude de la fluctuation chimique non corrigée du chapitre V et donnée en (VIII.4.11). Elle doit donc s'accompagner d'un rétrécissement de la

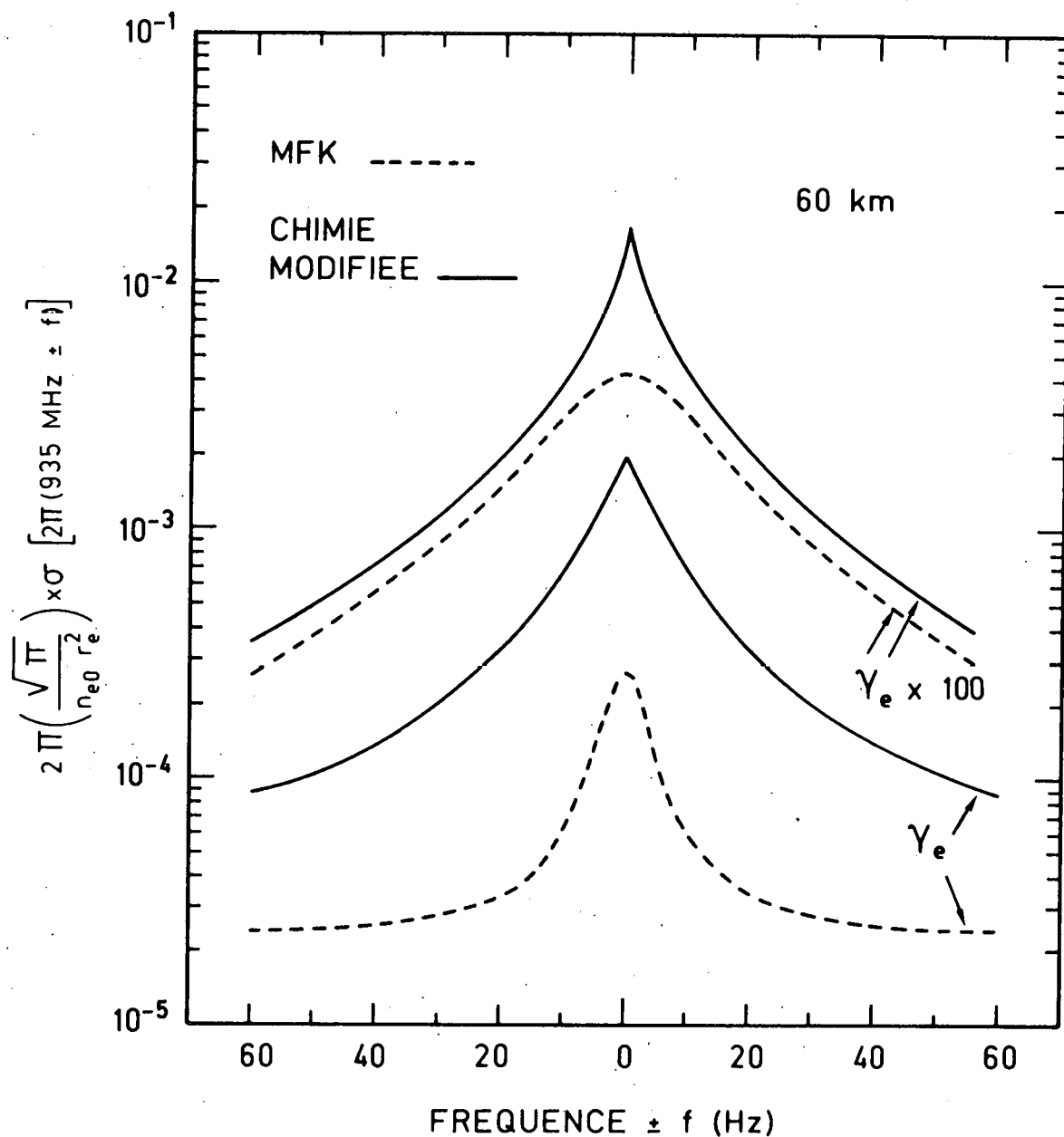


Fig. VIII.7. - Modification de la section efficace de diffusion incohérente par rapport à deux situations de la production γ_e . La figure compare les approches MFK et chimie modifiée.

partie centrale du spectre de puissance. Cependant comme cette distance se rapproche des distances de DEBYE, corrigées ou non, la contribution du couplage électrostatique augmente considérablement ce qui ne permet plus d'isoler clairement les deux types de contributions.

VIII.7. Conclusions

L'introduction des distances caractéristiques liées à la chimie du milieu ionosphérique ainsi que les corrections à l'approche hydrodynamique semblent à la fois pouvoir rencontrer le niveau de puissance disponible dans la partie centrale du spectre de puissance ainsi que les considérations développés au chapitre VI relatives à la largeur de ce spectre, sans devoir faire appel à une explication floue impliquant une mauvaise connaissance du milieu ionosphérique. L'explication que nous proposons semble de plus permettre une meilleure compréhension de l'évolution rapide de la forme des spectres, dans les régions polaires, associée à l'augmentation de la production électronique γ_e par des précipitations corpusculaires.

CHAPITRE IX

CONCLUSIONS GENERALES

La présence d'ions négatifs dans la mésosphère est de nature à influencer largement les spectres de diffusion incohérente. Dans un premier temps nous avons montré que l'utilisation de la théorie des graphes permettait de mieux comprendre la situation complexe de la chimie des espèces négatives. Les graphes ont également permis de répondre à une question sous-jacente aux problèmes de la région D. Avec un si grand nombre de réactions et de paramètres ne peut-on pas tout expliquer par des effets de modèles ? La réponse apportée fut négative, dans la mesure où les graphes permettent d'introduire la notion de chemin de production et donc d'analyser des comportements compatibles avec la mauvaise connaissance que nous avons de la région D. Nous avons même pu souligner certaines "signatures" de variations tels que celles induites par l'oxygène atomique, le monoxyde d'azote et la variation de la production par photoionisation. Cette étude nous a permis de préciser un grand nombre de réponses du système chimique des espèces chargées négativement dans la région D par rapport à des variations que nous avons qualifiées d'endogènes ou d'exogènes. La compréhension des mécanismes qui conduisent à ces réponses nous semblait indispensable pour l'interprétation de résultats expérimentaux qui souvent ne permettent pas de mesurer l'ensemble des paramètres physico-chimiques dans la mésosphère. Nous pensons ici aux réflexions partielles, aux mesures basses fréquences et mêmes aux mesures in situ par fusée et spectrométrie de masse embarqué. L'utilisation des graphes nous a également conduit à l'introduction d'un modèle équivalent. Ce modèle équivalent permet de réduire le nombre de variables tout en gardant intacte les réponses en terme de concentrations électroniques et ioniques négatives.

La structure fortement liée des mécanismes de productions électroniques et ioniques négatives nous a permis d'envisager une étude de la fluctuation du contenu électronique induite par la chimie. Plusieurs approches distinctes et convergentes nous ont conduit à proposer cette source de fluctuation comme nouveau mécanisme capable de rendre compte des niveaux de puissances disponibles pour les mesures par diffusion incohérente dans la région D. La différence entre la complexité des approches hydrodynamiques de la diffusion incohérente et la simplicité relative de notre fluctuation chimique nous a conduit à présenter un formalisme matriciel capable de rendre compte à la fois des théories hydrodynamiques et de l'introduction de la fluctuation chimique. Du point de vue de la puissance disponible, la comparaison de notre théorie avec les résultats expérimentaux conduisait à une très bonne concordance. Il semblait que nous étions en mesure d'expliquer des résultats incompris depuis 20 ans.

Cependant un problème de largeur de raie nous a fait envisager un certain nombre d'hypothèses complémentaires. Il nous a fallu envisager une approche plus fine du problème en introduisant des nouvelles distances caractéristiques liées à la chimie. Pour tenir compte de cette distance caractéristique, il a fallu apporter des corrections mineures au formalisme matriciel. En revanche nous étions en mesure d'expliquer à la fois les niveaux de puissances et la largeur de la partie centrale du spectre de puissance de la diffusion incohérente.

Enfin une analyse exploratoire des résultats en zone polaire nous a permis de souligner l'augmentation considérable de la complexité du problème. Cette complexité semble être le prix à payer pour augmenter notre compréhension de la diffusion incohérente et du milieu ionosphérique dans la région D. Les différentes étapes que nous avons décrites peuvent sembler longues mais elles sont indispensables à la compréhension du processus de diffusion incohérente.

BIBLIOGRAPHIE

- ACKERMAN, M., FRIMOUT, D., MULLER, C., NEVEJANS, D., FONTANELLA, J.C., GIRARD, A. et LOUISNARD, N., Stratospheric nitric oxyde from infrared spectra, Nature, 245, 205-206, 1973.
- AKAIKE, H., Fitting autoregressive models for prediction, Ann. Inst. Statist. Math., 21, 243-247, 1969a.
- AKAIKE, H., Power spectrum estimation through autoregressive model fitting, Ann. Inst. Statist. Math., 21, 407-419, 1969b.
- ALBRITTON, D.L., Ion-neutral reaction-rate constants measured in flow reactors through 1977, At. Data Nucl. Data Tables, 22, 1-101, 1978.
- ANDERSEN, N., On the calculation of filter coefficients for maximum entropy spectral analysis, Geophys., 39, 69-72, 1974.
- ARIJS, E., NEVEJANS, D., FREDERICK, P. et INGELS, J., Negative ion composition measurements in the stratosphere, Geophys. Res. Lett., 8, 121-124, 1981.
- ARMISTEAD, G.W., EVANS, J.V. et REID, W.A., Measurements of D and E region electron densities by the incoherent scatter technique at Millstone Hill, Radio Sci., 7, 153-162, 1972.
- ARNOLD, F., KISSEL, J., KRANKOWSKY, D., WIEDER, H. et ZHRINGER, J., Negative ions in the lower ionosphere : a mass spectrometric measurement, J. Atmos. Terr. Phys., 33, 1169-1175, 1971.
- ARNOLD, F., BOHRINGEN, H., HETTMANNSPERGER, E. et KRANKOWSKY, D., Yearly Report, Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, 1975.
- ARNOLD, F. et KRANKOWSKY, D., Dynamical and chemical coupling between neutral and ionized atmosphere, in GRANDAL, B. et HOLTET, J.A. (eds.) pp. 93-127, Reidel, Holland, 1977.
- BANKS, P.M. et KOCKARTS, G., Aeronomy, part A, Academic Press, 430 pp., 1973.
- BARAKAT, R., Theory of the coherency matrix for light of arbitrary spectral bandwidth, J. Opt. Soc. Am., 53, 317-323, 1963.
- BAUER, P., Theory of waves incoherently scattered, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., A 280, 167-191, 1975.

- BERGLAND, G.P., A guided tour of the fast Fourier transform, IEEE Spectrum, 6, 41-52, 1969.
- BJORN, L.G., ARNOLD, F., KRANKOWSKY, D., GRANDAL, B., HAGEN, O. et THRANE, E.V., Lower ionosphere ion production, density and composition in an auroral absorption event, J. Atmos. Terr. Phys., 41, 1184-1194, 1979.
- BLAMONT, J.E. et VIDAL-MADJAR, A., Monitoring of Lyman Alpha emission line of the sun during the year 1969, J. Geophys. Res., 76, 4311-4324, 1971.
- BOWLES, K.L., Observation of vertical-incidence scatter from the ionosphere at 41 Mc/sec, Phys. Rev. Letters, 1, 454-455, 1958.
- BOWLES, K.L., Incoherent Scattering by free electrons as a technique for studying the ionosphere and exosphere : some observations and theoretical considerations, J. Research NBS, 65D, 1-14, 1961.
- BOWMAN, M.R., THOMAS, L. et GEISLER, J.E., The effect of diffusion processes on the hydrogen and oxygen constituents in the mesosphere and lower thermosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 32, 1661-1674, 1970.
- BOX, G.E.P. et JENKINS, G.M., Time series analysis forecasting and control, Holden-Day, San Francisco, 575 pp., 1976.
- BURKE, R.R., Hydrogen atom participation in D-region ion chemistry, J. Geophys. Res., 75, 1345-1347, 1970.
- CHAKRABARTY, D.K., CHAKRABARTY, P. et WITT, G., An attempt to identify the obscured paths of water cluster ions build-up in the D-region, J. Atmos. Terr. Phys., 40, 437-442, 1978.
- CHATFIELD, C., The analysis of time series : an introduction, Chapman and Hall, see ed., London, 268 pp., 1980.
- CHEN, C.H., Digital wave form processing and recognition C.R.C. Press, Inc., 205 pp., 1982.
- CHEN, W.K., Applied graph theory, Series in Applied Mathematics and Mechanics, 13, North-Holland, Amsterdam, 484 pp., 1971.
- COCHRAN, W.T., COOLEY, J.W., FAUJN, D.L., HELMS, H.D., KAENEL, R.A., LANG, W.W., MALING, G.C., NELSON, D.E., RADER, C.M. et WELCH, P.D., What is fast Fourier transform ?, IEEE Trans. Audio. Electroacoust., 15, 45-55, 1967.

- COHEN, M.H., Hydrodynamic theory of plasma density fluctuations, J. Geophys. Res., 20, 5675-5679, 1963.
- CREMIEU, A. et BERTIN, F., Incoherent scattering measurements in the mesosphere, Abstracts of the URSI XXth Gen. Assembly, Washington, D.C., USA, Aug. 10-19, Sess. FG1, p. 88, 1981.
- CZECHOWSKY, P., RUSTER, R. et SCHMIDT, G., Variations of mesospheric structures in different seasons, Geophys. Res. Letters, 6, 459-462, 1979.
- DEGROOT, S.R. et MAZUR, P., Non equilibrium thermodynamics, North-Holland, Amsterdam, 510 pp., 1962.
- DELHOTE, C., Processus aléatoires stationnaires, note technique 1982-4, FR ISSN 0078-3781, ONERA, Paris, 1982.
- DOUGHERTY, J.P. et FARLEY, D.T., A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma, Proc. Roy. Soc. Lond., A 259, 79-99, 1960.
- DUNKIN, D.B., FEHSENFELD, F.C., SCHMELTEKOPF, A.L. et FERGUSON, E.E., Three-body association reactions of NO^+ with O_2 , N_2 and CO_2 , J. Chem. Phys., 54, 3817-3822, 1971.
- DURBIN, J., The fitting of time series models, Rev. Int. Inst. Stat., 28, 233-244, 1960.
- EVANS, J.V., Design consideration for a Thomson scatter radar, Aeronomy Report, 17, University of Illinois, Urbana, 1967.
- EVANS, J.V., Theory and practice of ionospheric study by Thomson scatter radar, Proc. IEEE, 57, 496-530, 1969.
- FAURE, R., Elément de la recherche opérationnelle, Gauthier-Villards, 2ème ed., Paris, 319 pp., 1971.
- FEHSENFELD, F.C., HOWARD, C.J., HARROP, W.J. et FERGUSON, E.E., Laboratory measurements of the reactions of $\text{NO}^+(\text{H}_2\text{O})$ with H and OH and their significance for D-region ion chemistry, J. Geophys. Res., 80, 2229-2235, 1975.
- FEJER, J.A., Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium, Can. J. Phys., 38, 1114-1133, 1960.
- FERGUSON, E.E., D-region ion chemistry, Rev. Geophys. Space Phys., 9, 997-1008, 1971.
- FERGUSON, E.E., Laboratory measurements of ionospheric ion-molecule reaction rates, Rev. Geophys. Space Phys., 12, 703-713, 1974.

- FERGUSON, E.E., Photochemistry of atmospheric constituents, pp. 98-146, in CAMY-PEYRET, C. (ed.), Molecular physics - Atmospheric physics, ed. CNRS, Paris, 1982.
- FUKUYAMA, K., Diffusion incohérente d'une onde électromagnétique dans la mésosphère : une étude théorique, Note technique CRPE/58, Issy-les-Moulineaux, 1978.
- FUKUYAMA, K. et KOFMAN, W., Incoherent scattering of an electromagnetic wave in the mesosphere : a theoretical consideration, J. Geomag. Geoelectr., 32, 67-81, 1980.
- FUKUYAMA, K. Incoherent scatter radar observation of wavelike structures in the mesosphere over Arecibo, J. Geophys. Res., 86, 9152-9158, 1981.
- GANGULY, S., Incoherent scatter observations of mesospheric dynamics at Arecibo, Geophys. Res. Lett., 7, 369-372, 1980.
- GEORGES, T.M., Ionospheric effects of atmospheric waves, ESSA technical report IER 57-ITSA 54, Institute for telecommunication sciences and aeronomy Boulder, Colorado, 1967.
- GILLESPIE, D.T., A general method for numerically simulating the stochastic time evolution of coupled chemical reactions, J. Comp. Phys., 22, 403-434, 1976.
- GIRAUD, A. et PETIT, M., Ionospheric techniques and phenomena, Reidel, Holland, 264 pp., 1978.
- GORDON, W.E., Incoherent scattering of radio waves by free electrons with application to space exploration by radar, Proc. IRE, 46, 1824-1829, 1958.
- GRANGER, C.W.J. et HATANAKA, M., Spectral analysis of economic time series, Princeton Univ. Press, 299 pp., 1964.
- HALE, L.C. in McELROY (ed.), Proceedings of the first conference on climatic impact assessment program (C.I.A.P.), 260-269, Cambridge, Mass., 1972.
- HALL, L.A., HIGGINS, J.E., CHAGNON, C.W. et HINTEREGGER, H.E., Solar-cycle variation of extreme ultraviolet radiation, J. Geophys. Res., 74, 4181-4183, 1969.

- HALL, L.A. et HINTEREGGER, H.E., Solar radiation in the extreme ultraviolet and its variation with solar rotation, J. Geophys. Res., 75, 6959-6965, 1970.
- HARPER, R.M. et GORDON, W.E., A review of radar studies of the middle atmosphere, Radio Sci., 15, 195-211, 1980.
- HEAPS, M.G., Parametrization of the cosmic ray ion-pair production rate above 18 km, Planet. Space Sci., 26, 513-517, 1978.
- HENLEY, E.J. et WILLIAMS, R.A., Graph theory in modern engineering, 303 pp., Academic Press, New York, 1973.
- HINTEREGGER, H.E., The extreme ultraviolet solar spectrum and its variation during a solar cycle, Ann. Geophys., 26, 547-554, 1970.
- HOLT, E.H. et HASKELL, R.E., Plasma dynamics, 510 pp., McMillan, New York, 1965.
- HUBER, K.P. et HERZBERG, G., Constants of diatomic molecules, 715 pp., Van Nostrand Reinhold Cy, New York, 1979.
- HUDSON, R.D., Critical review of ultraviolet photoabsorption cross sections for molecules of astrophysical and aeronomic interest, Rev. Geophys. Space Phys., 9, 305-406, 1971.
- HUFFMAN, R.E., PAULSEN, D.E., LARRABEE, J.C. et CAIRNS, R.B., Decrease in D-region $O_2(^1\Delta_g)$ photoionization rates resulting from CO_2 absorption, J. Geophys. Res., 76, 1028-1038, 1971.
- HUNTEN, D.M. et McELROY, M.B., Metastable $O_2(^1\Delta_g)$ as a major source of ions in the D-region, J. Geophys. Res., 73, 2421-2428, 1968.
- ISHIMARU, A., Wave propagation and scattering in random media, Vol. 1, 250 pp. Academic Press, New York, 1978.
- KAMIYAMA, H. Theoretical estimate of the effective recombination coefficient in the D-region, J. Geomag. Geoelectr., 24, 1-17, 1972.
- KAUFMAN, A., DESBAZEILLE, G., La méthode du chemin critique, 178 pp., Dunod, Paris, 1966.
- KEESEE, R.G., LEE, N., et CASTLEMAN, A.W., Jr., Atmospheric negative ion hydration derived from laboratory results and comparison to rocket-borne measurements in the lower ionosphere, J. Geophys. Res., 84, 3719-3722, 1979.

- KENESHEA, T.J., ZIMMERMAN, S.P. et PHILBRICK, C.R., A dynamic model of the mesosphere and lower thermosphere, Planet. Space Sci., 27, 385-401, 1979.
- KLEIN, M.V., Optics, 640 pp., J. Willey and Sons Inc., New York, 1970.
- KOCKARTS, G. et WISEMBERG, J., Chemical fluctuations and incoherent scattering theory in the terrestrial D-region, J. Geophys. Res., 86, 5793-5800, 1981.
- KOFMAN, W., BERTIN, F., ROTTGER, J., CREMIEUX, A. et WILLIAMS, P.J.S., The EISCAT mesospheric measurements during the CAMP campaign, J. Atmos. Terr. Phys., 46, 565-575, 1984.
- KOPP, E., Trends in middle atmosphere research, Proc. of Esrange Symposium, Ajaccio 24-29 April 1978, in ESA SP-135, pp. 197-207, 1978.
- KOPP, E. et HERRMANN, V., Ion composition in the lower ionosphere, Ann. Geophysicae, 2, 83-94, 1984.
- LANDAU, L. et LIFCHITZ, E., Course of theoretical physics, Vol. 8 : Electrodynamics of continuous media, 417 pp., Pergamon Press Ltd., Oxford, 1963.
- LANDAU, L. et LIFCHITZ, E., Physique théorique, Vol. 5 : Physique statistique, 583 pp., ed. Mir, Moscou, 1967.
- LALONDE, L.M., A short-pulse backscatter study of the lower ionosphere pp. 515-521 in FRIHAGEN, J. (ed.), Electron density in ionosphere and exosphere, North-Holland, Amsterdam, 1966.
- LEE, L.C. et SMITH, G.P., Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions III, ions in $O_2/CH_4/H_2O$ mixtures from 3500 to 8600 Å, J. Chem. Phys., 70, 1727-1735, 1979.
- LELEVIER, R.E. et BRANSCOMB, L.M., Ion chemistry governing mesospheric electron concentrations, J. Geophys. Res., 73, 27-41, 1968.
- LEWIS, B.R., VARDAVAS, I.M. et CERVER, J.H., Aeronomic dissociation of water vapor by solar Lyman- α radiation, J. Geophys. Res., 88, 4935-4940, 1983.
- MASON, S.J., Feedback theory : further properties of signal flow graphs, Proc. I.E.E., 44, 920-926, 1956.

- MATHEWS, J.D., The effect of negative ions on collision dominated Thomson scattering, J. Geophys. Res., 83, 505-512, 1978.
- MAX, J., Méthodes et techniques du traitement du signal et applications aux mesures physiques, 379 pp., Masson, Paris, 1977.
- MEIRA, L.G., Rocket measurements of upper atmospheric nitric oxide and their consequences to the lower ionosphere, J. Geophys. Res., 76, 202-212, 1971.
- MEISTER, J., EBERHARDT, P., HERRMANN, U., KOPP, E., HIDALGO, M.A., et SECHRIST, C.F., Jr., D-region ion composition during the winter anomaly campaign on January 8, 1977, pp. 155-158 in RYCROFT, M.J. (ed.), Space Research, XVIII, Pergamon Press Ltd., Oxford, 1978.
- MITCHELL, J.D., An experimental investigation of mesospheric ionization, Scientific Report 416, ionosph. research, Pennsylvania State Univ., PSU-IRL-SCI-416, 1973.
- MOORCROFT, D.R., Maximum entropy spectral analysis of radio-auroral signals, Radio Sci., 13, 649-660, 1978.
- NAKATA, R.S., WATANABE, K. et MATSUNAGA, F.M., Absorption and photoionization coefficients of CO₂ in the region 580-1670 Å, Science of light, 14, 54-71, 1965.
- NARCISI, R.C., BAILEY, A.D., DELLA LUCA, L., SHERMAN, C. et THOMAS, D.M., Mass spectrometric measurements of negative ions in the D and lower E-regions, J. Atmos. Terr. Phys., 33, 1147-1159, 1971.
- NARCISI, R.C., Mass spectrometric measurements in the ionosphere in McCORMAC B.M. (ed.), Physics and chemistry of upper atmospheres, 171-183, Reidel, Holland, 1973.
- NEHER, H.V., Cosmic-ray particles that changed from 1954 to 1958 to 1965, J. Geophys. Res., 30, 1891-1905, 1967.
- NICOLET, M., Aeronomic reactions of hydrogen and ozone, pp. 1-51, in FIOCCO (ed.), Mesospheric models and related experiments, Reidel, Holland, 1971.
- NORTON, R.B. et REID, G.C., Energetic metastable molecular oxygen as a major source of ionization in the D-region, J. Geophys. Res., 77, 6287-6290, 1972.
- OGAWA, M., Absorption coefficients of O₂ at the Lyman-alpha line and its vicinity, J. Geophys. Res., 21, 6759-6763, 1968.

- OHSIO, M., MAEDA, R. et SAKAGAMI, H., Height distribution of local photoionization efficiency, J. Radio Research Lab., Tokyo, Japan, 13, 245-577, 1966.
- PAPOULIS, A., Probability, random variables and stochastic processes, 583 pp., McGraw-Hill, New York, 1965.
- PAULSEN, D.E., HUFFMAN, R.E. et LARRABEE, J.C., Improved photoionization rates of $O_2(^1\Delta_g)$ in the D-region, Radio Sci., 7, 51-56, 1972.
- PHELPS, A.V., Laboratory studies of electron attachment and detachment processes of aeronomic interest, Can. J. Chem., 47, 1783-1793, 1969.
- PONTANO, B.A. et HALE, L.C., Measurements of an ionizable constituent of the low ionosphere using Lyman- α source and blunt probe in DONAHUE, T.M., SMITH, P.A. et THOMAS, L., (eds.), Space Research, X, 208-214, North Holland, Amsterdam, 1970.
- PRIGOGINE, I., Introduction à la thermodynamique des processus irréversibles, 160 pp., Dunod, Paris, 1968.
- McQUARRIE, D.A., Kinetics of small systems I, J. Chem. Phys., 38, 433-436, 1963.
- RASTOGI, P.K. et WOODMAN, R.F., Mesospheric studies using the Jicamarca incoherent scatter radar, J. Atmos. Terr. Phys., 36, 1217-1231, 1974.
- RASTOGI, P.K. et BOWHILL, S.A., Scattering of radio waves from the mesosphere - 2. Evidence for intermittent mesospheric turbulence, J. Atmos. Terr. Phys., 38, 449-462, 1976.
- REID, G.C., Production and loss of electron in the quiet daytime D region of the ionosphere, J. Geophys. Res., 75, 2551-2562, 1970.
- REID, G.C., Ion chemistry in the D-region, pp. 375-413, in BATES, D.R. and BEDERSON, B. (eds.), Advances in Atomic and Molecular Physics, Vol. 12, Academic Press, New York, 1976.
- REID, G.C., The production of water-cluster positive ions in quiet daytime D-region, Planet. Space Sci., 25, 275-290, 1977.
- ROWE, J.H., Model studies of the lower ionosphere, Scientific report 406, Ionospheric research, Pennsylvania State Univ., PSU-IRL-SCI-406, 1973.

- SCHMIDT, G., RUSTER, R. et CZECHOWSKY, P., Complementary code and digital filtering for detection of weak V.H.F. radar signals from the mesosphere, IEEE Trans. Geosci. Electr., 17, 154-161, 1979.
- SCHUNK, R.W., Transport equations for aeronomy, Planet. Space Sci., 23, 437-483, 1975.
- SCHUNK, R.W., Mathematical structure of transport equation for multi-species flows, Rev. Geophys. Space Phys., 15, 429-445, 1977.
- SEASHOLTZ, R.G., Effect of collisions on Thomson scattering in a magnetic field with unequal electron and ion temperature and electron drift, J. Geophys. Res., 76, 1793-1802, 1971.
- SHEFFIELD, J., Plasma scattering of electromagnetic radiation, 305 pp., Academic Press, New York, 1975.
- SMITH, E.V.P. et GOTTLIEB, D.M., Solar flux and its variations, Space Sci. Rev., 16, 771-802, 1974.
- SMITH, G.P. et LEE, L.C., Photodissociation of atmospheric positive ions, II, 3500-8600 Å, J. Chem. Phys., 69, 5393-5399, 1978.
- SMITH, G.P., LEE, L.C., COSBY, P.C., PETERSON, J.R. et MOSELEY, J.T., Photodissociation and photodetachment of molecular negative ions, V, atmospheric ions from 7000 to 8400 Å, J. Chem. Phys., 68, 3818-3822, 1978.
- STELMAN, D., MORUZZI, J.L. et PHELPS, A.V., Low energy electron attachment to ozone using swarm techniques, J. Chem. Phys., 56, 4183-4189, 1972.
- SWIDER, W., The determination of the optical depth at large solar zenith distances, Planet. Space Sci., 12, 761-782, 1964.
- TANENBAUM, B.S., Continuum theory of Thomson scattering, Phys. Rev., 171, 215-221, 1968.
- THOMAS, L., GONDHALEKAR, P.M. et BOWMAN, M.R., The negative ion composition of the daytime D-region, J. Atmos. Terr. Phys., 35, 397-404, 1973.
- TIMOTHY, A.F. et TIMOTHY, J.G., Long term intensity variations in the solar helium II Lyman- α line, J. Geophys. Res., 75, 6950-6958, 1970.
- TISONE, G.C., Measurements of NO density during sunrise at Kauaï, J. Geophys. Res., 78, 746-750, 1973.

- TOMATSU, T. et IWAGANI, N., Measurement of nitric oxide distribution in the upper atmosphere, in RYCROFT, M.J. (ed.), Space Research, XV, 241-245, Akademie-Verlag, Berlin, 1975.
- TRUBY, F.K., Low temperature measurements of the three-body electron attachment coefficient in O_2 , Phys. Rev. A, 6, 671-676, 1972.
- TURCO, R.P. et SECHRIST, C.F., Jr., An investigation of the D-region at sunrise, Aeron. Rep., 41, Aeron. Lab. Univ. of Illinois, Urbana, 1970.
- TURCO, R.P. et SECHRIST, C.F., Jr., An investigation of the ionospheric D-region at sunrise, 2. Estimation of some photodetachment rates, Radio Sci., 7, 717-723, 1972a.
- TURCO, R.P. et SECHRIST, C.F., Jr., An investigation of the ionospheric D-region at sunrise, 3. Time variation of negative ions and electron density, Radio Sci., 7, 725-737, 1972b.
- UDDHOLM, P., Chemical contributions to the fluctuation spectrum in a plasma, Physica Scripta, 28, 625-632, 1983a.
- UDDHOLM, P., Collisional coupling of fluctuations in plasmas, J. Phys. A. : Math. Gen., 16, 1315-1330, 1983b.
- ULRYCH, T.J. et BISHOP, T.N., Maximum entropy spectral analysis and autoregressive decomposition, Rev. Geophys. Sp. Phys., 13, 183-200, 1975.
- VELINOV, P., On ionization in the ionospheric D-region by galactic and solar cosmic rays., J. Atmos. Terr. Phys., 30, 1891-1905, 1968.
- VOIEVODINE, V., Algèbre linéaire, 332 pp., Ed. Mir, Moscou, 1976.
- WATSON WATT, R.A., WIFKINS, A.F. et BOWEN, E.G., The return of radio waves from the middle atmosphere I, Proc. Roy. Soc., 161A, 181-196, 1937.
- WEINSTOCK, J., Correlation functions and scattering of electromagnetic waves by inhomogeneous and non-stationary plasmas, Phys. Fluids, 9, 2065-2072, 1967.
- WISEMBERG, J. et KOCKARTS, G., Negative ion chemistry in the terrestrial D-region and signal flow graph theory, J. Geophys. Res., 85, 4642-4652, 1980.
- WISEMBERG, J. et KOCKARTS, G., A new ionospheric scattering mechanism, J. Atmos. Terr. Phys., 45, 47-53, 1983.

WITT, G., DYE, J.E. et WILHELM, N., Rocket-borne measurements of scattered sunlight in the mesosphere, J. Atmos. Terr. Phys., 38, 223-238, 1976.

YEH, K.C. et LIU, C.H., Theory of ionospheric waves, 464 pp., Academic Press, New York, 1972.