



HAL
open science

Resolution de l'équation de transport et applications dans le plasma ionosphérique

Jean Lilensten

► **To cite this version:**

Jean Lilensten. Resolution de l'équation de transport et applications dans le plasma ionosphérique. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1989. Français. NNT: . tel-00724953

HAL Id: tel-00724953

<https://theses.hal.science/tel-00724953>

Submitted on 23 Aug 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

présentée par

Jean LILENSTEN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(arrêté ministériel du 5 juillet 1984)

(Spécialité : Automatique et Traitement du Signal . Option Géophysique)

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE

Soutenu le 2 Juin 1989 devant la Commission d'Examen

JURY

Monsieur	J.L. LACOUME	Président
Monsieur	M. BLANC	Examineurs
Monsieur	G. KOCKARTS	
Monsieur	W. KOFMAN	
Monsieur	V. WICKWAR	

THESE

présentée par

Jean LILENSTEN

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE

(arrêté ministériel du 5 juillet 1984)

(Spécialité : Automatique et Traitement du Signal . Option Géophysique)

**RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET
APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE**

Soutenue le 2 Juin 1989 devant la Commission d'Examen

JURY

Monsieur	J.L. LACOUME	Président
Monsieur	M. BLANC	Examineurs
Monsieur	G. KOCKARTS	
Monsieur	W. KOFMAN	
Monsieur	V. WICKWAR	



Remerciements

Je tiens à remercier G. Kockarts et V. Wickwar qui, bien que venant de Belgique et des Etats-Unis, ont accepté de participer au jury de cette thèse. Je remercie également les autres membres de ce jury, M. Blanc, J.L. Lacoume, et W. Kofman, mon directeur de thèse, dont les conseils ont guidé mon travail tout le long de ces deux années et demi.

Je voudrais remercier tous les chercheurs qui ont pris sur leur temps pour m'écouter et me conseiller. Il s'agit notamment, en France, de C. Lathuillere, D. Fontaine, et C. Senior. Aux USA, de R.G. Robble, A. Richmond, B.A. Emery, O. de la Beaujadière, W. S. Schunk, M.H. Rees, E.S. Oran.

Je remercie chaleureusement les deux seules personnes capables de passer avec moi plusieurs heures à discuter la signification d'un prime dans l'équation de transport: J. Wisemberg, de l'Institut d'Aéronomie spatiale de Bruxelles, et D. Lummerzheim, de l'université de Fairbanks, en Alaska.

Je remercie profondément Maman et Sylvie, les deux patientes correctrices de ce manuscrit. Je suis très reconnaissant à Bruno et Geneviève de m'avoir soutenu lorsque je voulais tout arrêter.

S'ils tombent un jour sur cette thèse, j'aimerais qu'un certain nombre de personnes sachent combien j'ai pensé à eux au cours de sa réalisation : outre les quatre précédents, ma soeur et mon père, les "sales gamins de Mieussy" et Annie Blanc, Alain, Jean-Claude et Véronique, Claudie et Olivier, Suzanne, Marie-Irène, Christian, Nathalie, mes philosophes de cafétéria Séverine, Pim, Ulla, Catherine, Paolo et autres glaciologues.

Je remercie Jean Sarrazin, Eric, Goosens et Gotlib pour leur participation picturale parfois involontaire.

Enfin, je dédie cette thèse à mes grands parents, mes chéris français juifs polonais, ex-tailleurs du Pletzl, tellement fiers d'avoir un petit fils en doctorat, mais qui se demandent malgré tout avec un zeste d'inquiétude quand est-ce qu'il se décidera à prendre un vrai métier, comme tailleur ou vendeur de vêtements dans un magasin du troisième.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

Résumé

On trouve dans l'ionosphère des hautes latitudes deux sources majeures d'ionisation : les électrons créés par photo-ionisation solaire, et les électrons précipités. L'établissement de l'équation de transport, qui décrit leur évolution est rappelé, puis nous en discutons et testons un modèle de résolution.

Utilisant ce programme, nous calculons la production secondaire diurne d'électrons pour divers flux solaires, et nous en proposons un modèle mathématique plus simple.

Puis nous étudions le bilan énergétique des électrons thermiques, à partir de précipitations d'électrons. L'équation du bilan détermine la balance entre les termes de chauffage, de relaxation, et de conduction de la chaleur. Nous montrons, en utilisant des mesures de façon intensive (radar EISCAT, satellite VIKING), que dans l'état actuel des connaissances des sections efficaces, ce bilan est vérifié. L'effet des précipitations d'ions est mis en évidence lors d'une des orbites du satellite.

MOTS-CLES significatifs du contenu:

Ionosphère, électrons, transport, production primaire, production secondaire, ionisation, bilan d'énergie, chauffage, relaxation, refroidissement, conduction de chaleur, sections efficaces.

RESOLUTION OF THE TRANSPORT EQUATION AND APPLICATIONS IN THE IONOSPHERIC PLASMA

Abstract

Two major sources of ionization occur in the high latitude ionosphere : the electrons created by solar photo-ionization, and the precipitated electrons. The transport equation describing their evolution is described, and a model of resolution of this equation is discussed and tested.

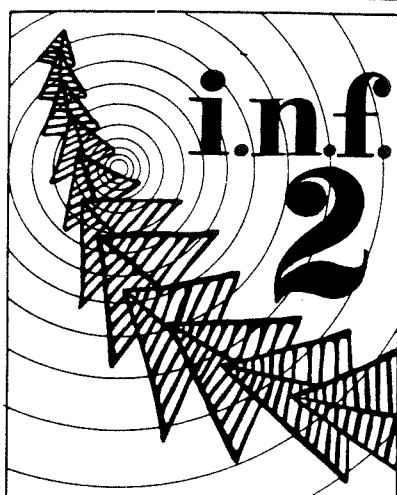
Using this program, we compute the diurnal secondary electron production for different solar fluxes, and we propose a simple mathematical model of it.

Then, we study the thermal electron energy budget, using a precipitated flux. The budget equation determines the balance between the heating rate, the cooling rate, and the heat conduction. Using intensively the measurements (radar EISCAT and satellite VIKING), we show that in our actual knowledge of the electron cross-sections, this budget is correctly satisfied. The effect of ion precipitations is shown during one of the spacecraft orbit.

KEY-WORDS :

Ionosphere, electrons, transport, primary production, secondary production, ionization, energy budget, heating rate, cooling rate, heat conduction, cross sections.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.



Sommaire



	Page
INTRODUCTION	8
CHAPITRE 1: EQUATION DE TRANSPORT: THEORIE ET RESOLUTION	12
1-1) Théorie	
a) Equation de Boltzman.	13
b) Terme de source:	
α) Précipitations.	18
β) Photo ionisation solaire.	18
c) La fonction de redistribution	
α) Ecriture de la fonction de redistribution.	23
β) Problème des sections efficaces différentielles. Hypothèses.	26
γ) Calcul de la fonction de phase élastique.	27
δ) Calcul de la section efficace différentielle d'ionisation.	30
d) Informations issues du flux stationnaire.	31
1-2) Résolution numérique.	32
a) Forme continue-discrète de l'équation de transport.	33
b) Méthode de résolution.	33
α) Calcul de la production primaire par photo-ionisation.	33
β) Calcul de la matrice de redistribution :	
• Principe du programme: interpolation du flux.	35
• Brève description du programme.	39
• Remarques sur la matrice de redistribution.	40
γ) Calcul du flux stationnaire d'électrons.	40
• Expression de la fonction de pertes continues.	41
• Principe du programme: séparation des termes et utilisation de la fonction source.	45
• Brève description du programme.	
• Remarques sur la résolution de l'équation de transport.	48
δ) Discussion de la fonction de pertes.	50

CHAPITRE 2: ETUDE DU MODELE NUMERIQUE.	53
Introduction.	54
2-1) Modèle d'atmosphère neutre.	54
2-2) Production primaire.	56
a) Sections efficaces de photo-absorption et flux solaire.	56
b) Etude de la production primaire.	58
2-3) Etude de l'influence des paramètres internes du modèle.	60
Introduction : Flux théorique pour cette étude.	60
a) Influence de la grille d'énergie.	65
b) Influence de la grille d'angles.	67
c) Influence de la fonction de redistribution angulaire.	70
d) Influence de la grille d'altitudes.	71
2-4) Etude des paramètres physiques d'entrée.	72
a) Sections efficaces de collisions: Comparaison de différents jeux sur les résultats en flux stationnaire	72
b) Modèle d'atmosphère neutre: Influence de la variation de N ₂ , O ₂ , O.	75
2-5) Test et validation du modèle	
a) Comparaison avec un modèle de déposition (Tangle).	75
b) Calcul de la conservation d'énergie.	78
c) Comparaison du flux calculé et mesuré par fusée sonde.	78
d) Comparaison de N _e calculée et mesurée par radars (ARCAD).	81
2-6) Conclusion de la première partie.	82
CHAPITRE 3: APPLICATION EN PRÉSENCE DE PHOTO IONISATION SOLAIRE : EFFICACITÉ D'IONISATION.	84
3-1) But de l'étude.	85
3-2) Calcul des efficacités et discussion.	85
a) Définition et méthode.	85
b) Etude des efficacités	87
c) Interprétation.	92
3-3) Modèle.	93
CHAPITRE 4 : APPLICATION EN PRÉSENCE DE PRÉCIPITATIONS: BILAN ÉNERGÉTIQUE DANS L'IONOSPHERE.	98
4-1) But de l'étude.	99
4-2) Bilan énergétique: Théorie.	
a) Equation du bilan d'énergie.	100
b) Chauffage.	101
c) Relaxation.	104

d) Conduction de la chaleur.	110
e) Calcul d'erreur.	112
4-3) Observations.	
a) VIKING.	112
b) EISCAT.	112
c) Evénements conjugués.	113
4-4) Bilan énergétique:Résultats.	120
a) Calcul du flux stationnaire et de la densité électronique.	120
b) Calcul du chauffage des électrons thermiques.	124
c) Calcul de la relaxation.	125
d) Calcul de la conduction de chaleur.	127
e) Bilan d'énergie et discussion.	129
f) conclusion.	131
CONCLUSION.	133

ANNEXES:

Résolution des équations différentielles de type Stiff.

Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons: A numerical model.

BIBLIOGRAPHIE

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.



Les aurores boréales sont observées depuis longtemps. Ainsi, au premier siècle, Sénèque décrit des flammes avec des couleurs changeantes dans le ciel au dessus de l'Europe. Mais c'est seulement la découverte de l'électron par J.J. Thompson, en 1897, qui conduit à interpréter les aurores comme la manifestation de particules énergétiques pénétrant dans l'atmosphère.

Référons nous, pour introduire les phénomènes qui mènent (entre autre) aux aurores polaires, à la figure I-1 de la page 10. On sait aujourd'hui que des précipitations de particules chargées constituent une source majeure d'ionisation et d'excitation de l'ionosphère, dont les aurores lumineuses ne sont qu'une manifestation. Des bulles de plasma, issues du soleil, créent en arrivant dans la magnétosphère divers phénomènes, regroupés sous le nom "d'orage magnétique": ce sont respectivement la croissance, l'expansion puis la relaxation du champ magnétique. Déviées vers la queue magnétique, ces particules se reconnectent au point neutre, pour se précipiter vers les pôles magnétiques, créant un "sous orage". Ces précipitations, drainées par le champ magnétique terrestre, donnent à l'ionosphère des hautes latitudes une conduite particulière: les variations des températures et densités observées y sont nombreuses et de grande amplitude. Ainsi, au cours d'un sous orage, les températures électroniques et ioniques, habituellement de l'ordre de 800 à 1500 degrés, peuvent dépasser les 4000 degrés. La densité électronique peut être multipliée par un facteur 10. Mais les récentes images de satellites, comme celles de Dynamics Explorer, ont montré que ces précipitations étaient en fait permanentes, le plus souvent diffuses, et réparties le long d'une boucle centrée autour du pôle magnétique -généralement entre 60° et 80°, sur ce qu'on a appelé "l'ovale auroral".

En l'absence de précipitations, vers des latitudes plus basses par exemple, les photons solaires de haute énergie, dans l'Extrême Ultra Violet, constituent la

source majeure d'ionisation. Les électrons libérés peuvent à leur tour ioniser le gaz neutre, ou créer de l'excitation.

Ainsi, sous l'effet de deux sources principales, les électrons précipités ou les électrons dus à la photo-ionisation, l'ionosphère subit une série de modifications. Nous appellerons par la suite indifféremment "primaires" les électrons des deux sources. Leur distribution est une distribution non-maxwellienne, et leur énergie peut aller de l'électron-Volt à quelques centaines de kilo électron-Volt. Les modifications engendrées sont l'excitation de l'atmosphère neutre et, lorsque les primaires ont une énergie supérieure à 13,62 électron-Volt, l'ionisation. Nous appellerons "secondaires" les électrons arrachés par les primaires. Tant que les électrons primaires et secondaires possèdent une énergie supérieure à l'énergie du gaz ambiant d'électrons, on dit qu'ils sont "supra-thermiques".

Les primaires dont l'énergie est inférieure à environ 10 électron-Volt chauffent les électrons libres ambiants. Ces électrons ambiants ont une distribution maxwellienne, d'énergie caractéristique inférieure à, ou de l'ordre de l'électron-Volt. On les appelle les électrons "thermiques".

L'équation décrivant le transport de particules à travers un plasma est l'équation de transport de Boltzman. Son utilisation pour la description du transport des électrons supra-thermiques à travers l'ionosphère a été suggérée par Chamberlain [1961]. Stolarski [1972] lui a donné la forme appropriée pour des électrons mono-énergétiques de basse énergie. De nombreuses mesures, qu'elles soient effectuées en laboratoire, ou directes (satellites et radars), ont autorisé l'émergence de divers modèles numériques résolvant cette équation. Les mesures servant de paramètres d'entrées sont des mesures concernant le comportement des atomes sous l'effet des chocs d'électrons: description de la déflexion des primaires et secondaires, et mesures des sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques. Les mesures dans l'atmosphère elle même ont permis de créer des modèles d'atmosphère -Jacchia ou MSIS par exemple-, capables de donner, à partir d'indices de l'activité solaire, un état moyen de l'atmosphère, au lieu et à la date considérés.

Le gaz d'électrons thermiques chauffé se relaxe ensuite, à travers diverses réactions élastiques ou inélastiques avec l'atmosphère neutre, et les ions ambiants. La théorie concernant cette relaxation s'est affinée grâce à différents auteurs, et a été compilée par Schunk et Nagy en 1978. Elle fait appel à de nombreux paramètres d'atmosphère et d'ionosphère, comme les densités électroniques, ioniques, neutres, et leurs diverses températures. En l'absence de mesures, des modèles sont utilisés pour simuler ces valeurs.

Enfin, le gradient de température des électrons crée une conduction de la chaleur dans l'ionosphère. A l'état stationnaire, le terme de chauffage et le terme de conduction de la chaleur doivent compenser le terme de relaxation. On obtient ainsi, par cette compensation, l'équation du bilan d'énergie des électrons thermiques.

Cette équation suppose l'ensemble des phénomènes instantanés, hypothèse qui sera discutée en détail par la suite. Or, ces modèles d'atmosphère neutre, ou de densités et températures de l'ionosphère -termes intervenant dans le calcul du chauffage, comme de la relaxation ou de la conduction de la chaleur- ne peuvent pas rendre compte de phénomènes instantanés: ils donnent toujours une description d'une moyenne. Le but de cette thèse est d'essayer d'établir le bilan d'énergie dans l'ionosphère aurorale, non pas en utilisant des modèles pour simuler les

paramètres d'entrée (températures électronique, ionique, densité électronique, flux précipité), mais en utilisant de façon intensive des mesures de satellites et de radio-observatoires.

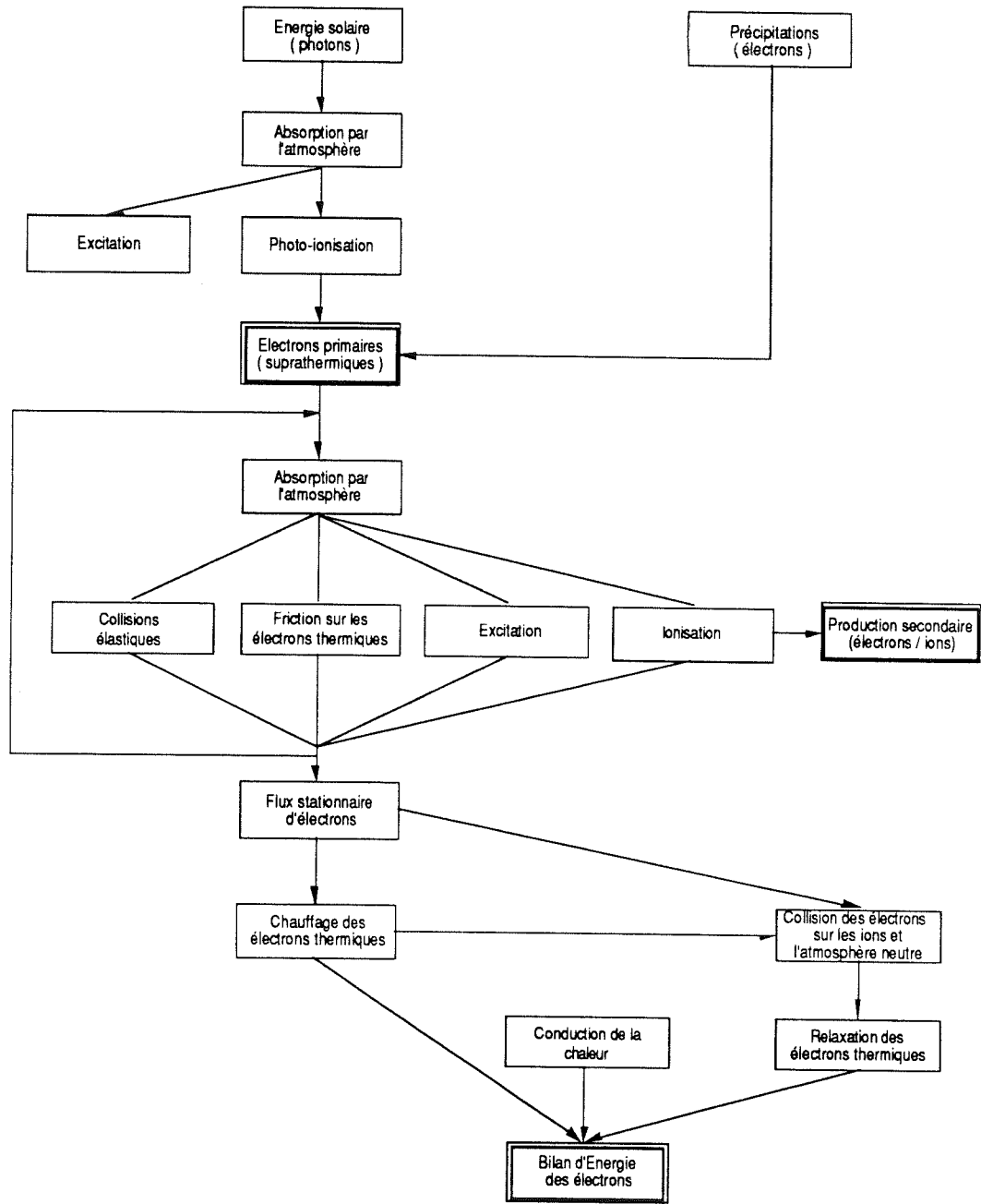


Figure I-1: Carte de flux des principaux phénomènes décrits. Nous avons encadré en double des grandeurs qui présentent un intérêt particulier pour les applications de cette thèse.

Au cours du premier chapitre, nous donnerons la théorie de l'équation de transport. Nous examinerons en détail un modèle numérique la résolvant. Nous

tâcherons d'en donner les principales différences avec le modèle "concurrent" le plus proche, celui de Stamnes et Rees.

Le chapitre deux concernera une étude du modèle numérique. Nous examinerons son comportement sous l'effet de diverses variations, aussi bien internes: choix de grilles, qu'externes: changements des sections efficaces, influence du flux d'entrée, ou de l'atmosphère neutre. Nous décrirons les principales modifications que nous y avons apportées. Nous le validerons en le confrontant à des mesures de fusée sonde, de satellite et de radar.

Au troisième chapitre, nous utiliserons ce programme pour une application en présence de photo-ionisation solaire: nous calculerons l'efficacité que les primaires ont pour ioniser et créer des électrons secondaires. Nous proposerons une loi simple permettant le calcul de la production secondaire aux latitudes supérieures à 45 degrés, et pour tout angle solaire zénithal. Cette loi sera ajustée pour trois conditions différentes d'activité solaire: forte, moyenne et faible activité.

Lors du chapitre quatre enfin, nous établirons le bilan énergétique des électrons thermiques dans l'ionosphère, pendant une campagne de mesures conjuguées entre satellite et radio-observatoire. Pour cela, nous utiliserons une conjugaison entre le satellite VIKING et le radar EISCAT. Deux orbites seront discutées en détail. Sur celle du 13 décembre 1986, nous montrerons l'effet de précipitations ioniques sur la composition de l'ionosphère. Le bilan d'énergie sera calculé sur l'orbite du 27 Octobre 1986. Nous en donnerons la théorie complète, détaillerons l'expérience, et montrerons les résultats du bilan, en soulignant les problèmes que pose la méthode.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

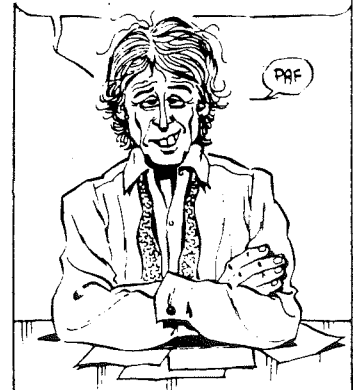
CHAPITRE 1: EQUATION DE TRANSPORT: THEORIE ET RESOLUTION

1-1) Théorie

- a) Equation de Boltzman
- b) Terme de source
 - α) Précipitations.
 - β) Photo ionisation solaire.
- c) La fonction de redistribution
 - α) Ecriture de la fonction de redistribution
 - β) Problème des sections efficaces différentielles. Hypothèses.
 - γ) Calcul de la fonction de phase élastique.
 - δ) Calcul de la section efficace différentielle d'ionisation:
- d) Informations issues du flux stationnaire.

1-2) Résolution numérique

- a) Forme continue-discrète de l'équation de transport.
- b) Méthode de résolution.
 - α) Calcul de la production primaire par photo-ionisation.
 - β) Calcul de la matrice de redistribution R:
 - Principe du programme: interpolation du flux.
 - Brève description du programme.
 - Remarques.
 - γ) Calcul du flux stationnaire d'électrons.
 - Expression de la fonction de pertes continues.
 - Principe du programme: séparation des termes et utilisation de la fonction source.
 - Brève description du programme.
 - Remarques sur la résolution de l'équation de transport.
 - δ) Discussion de la fonction de pertes.



L'objet de ce premier chapitre est de développer la théorie de l'équation de transport de Boltzman, depuis l'écriture de l'équation de continuité jusqu'à la forme utilisée dans les programmes dont nous disposons. Nous commencerons par écrire le cheminement qui conduit à l'équation de transport, dans sa forme continue. Nous regarderons en détail les sections efficaces différentielles, et nous discuterons les informations issues du flux stationnaire des électrons, solution de l'équation. Puis nous passerons à la forme continue-discrète de l'équation de transport. Il sera temps alors d'examiner la résolution numérique, qui s'effectue en trois étapes distinctes: calcul éventuel de la production primaire par photo-ionisation, calcul de la matrice de redistribution, et calcul du flux stationnaire d'électrons.

Dans ce qui suit, nous indiquerons *p* ce qui concernera un processus, c'est à dire collision élastique ou inélastique. Les indices *l* et *k* se référeront à des espèces neutres, qui pourront être N₂, O₂ ou O. Les indices *i* et *j* désigneront des variations d'angles tandis que *m* et *n* se rapporteront aux sauts d'énergie. Un état d'énergie se distinguera par *ee*. Enfin, les lettres **grasses** désigneront les vecteurs.

Avertissement: Sur certaines des courbes qui suivent, pour des raisons de logiciel, les exposants des nombres en abscisse ou ordonnée sont écrits à côté de la mantisse. Ainsi, 10⁻¹ sera écrit 10 -1.

1-1) **Théorie**

1-1-a) L'équation de Boltzman:

Une équation de transport est la représentation mathématique du transport de particules à travers de la matière. Pour la plupart des phénomènes de transport, il est suffisant de décrire l'état d'une particule par sa position et sa vitesse. Les états internes, tels que le spin, ne contribuent pas habituellement au mouvement, conditionné par les collisions des particules dans le milieu. Dans le cas du transport d'électrons en présence d'un champ magnétique, la charge de la particule joue un rôle important, mais comme elle demeure constante au cours du mouvement, elle n'est pas une variable entrant dans la caractérisation de l'état de la particule.

Nous allons décrire l'évolution en fonction de l'altitude d'un flux d'électrons dans l'ionosphère terrestre. Une nombreuse littérature existe sur cette évolution. Citons, parmi les plus anciens articles Walt et al, 1969; Takayanagi et Itikawa, 1970; Nagy et Banks, 1970; Ashihara et Takayanagi, 1973; Lejeune, 1973; Berger et al, 1974; Cicerone, 1974; Vlassov, 1974; Nagy, 1974; Victor et al, 1975; Lejeune et Wormser, 1976. Depuis, la construction de différents modèles numérique a permis de tester et d'affiner la théorie. Nous citerons les auteurs concernés au fur et à mesure du texte. Par la suite, nous désignerons par électrons thermiques (ou ambiants) les électrons de distribution maxwellienne tels que définis dans l'introduction, les électrons suprathermiques étant ceux de plus haute énergie, qu'ils soient issus de précipitations ou de photo ionisation.

Soit $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ la fonction de distribution d'un électron en fonction des vecteurs position \mathbf{r} et vitesse \mathbf{v} , et du temps t . L'équation de continuité exprime que la

dérivée totale $\frac{df(\mathbf{r},\mathbf{v},t)}{dt}$ de cette fonction est égale à la variation due à l'ensemble des collisions, élastiques et inélastiques (1-1):

$$\frac{\partial f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)) + \nabla_{\mathbf{v}} \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \cdot f(\mathbf{r},\mathbf{v},t) \right) = \left(\frac{\delta f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$$

$$[f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)] = \text{cm}^{-6} \cdot \text{s}^3$$

$Q(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$ = Taux de production dû au rayonnement solaire UV et aux réactions d'ionisation par impact électronique.

Lorsque la source est nulle, cette équation s'appelle l'équation de Liouville, ou équation de collisions de Boltzman.

Dans le cas d'un système conservatif, le gradient de vitesse de l'accélération est nul, si bien que (1-1) se développe selon (1-2):

$$\frac{\partial f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)) + \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} (f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)) = \left(\frac{\delta f(\mathbf{r},\mathbf{v},t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\mathbf{r},\mathbf{v},t)$$

Dans le cas non conservatif de description de l'ionosphère, l'accélération est issue de la combinaison des forces électromagnétiques et de gradient de pression. Cette dernière peut être négligée dans le cas de transport des électrons auroraux. On fait l'hypothèse de l'absence de champ électrique macroscopique ($qE = 0$). Dans la mesure où le champ magnétique enroule les trajectoires des particules, la conductivité du milieu perpendiculairement au champ est pratiquement nulle, et l'hypothèse du champ électrique nul parallèlement à B semble naturelle [Giraud et Petit, 1975]. L'effet d'un champ électrique perpendiculaire serait de produire un écoulement de plasma perpendiculairement au champ à des altitudes auxquelles la fréquence de collision est très inférieure à la gyrofréquence, et un courant électrique dans la direction du champ aux altitudes auxquelles la fréquence de collision est très supérieure à la gyrofréquence. Aux altitudes intermédiaires, des courants d'électrons perpendiculaires et de faibles courants d'ions peuvent être créés. Comme nous nous intéressons au mouvement le long du champ magnétique, nous serons conduits à négliger également la composante perpendiculaire du champ électrique. Enfin, on néglige le rayon de gyration de l'électron autour des lignes de champ magnétique, de telle sorte que le vecteur vitesse est parallèle au champ magnétique ($q\mathbf{v} \otimes \mathbf{B} = 0$). Les forces externes se résument alors en une seule force, comparable à une force de friction, des électrons suprathermiques sur les électrons ambiants, due aux champs électromagnétiques microscopiques résultant de l'inhomogénéité de l'environnement chargé. On assume que cette force s'exerce de façon continue (Continuous slowing down approximation):

$$m \cdot \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -n_e \cdot L(E) \frac{\mathbf{v}}{v} \quad (1-3)$$

où m représente la masse de l'électron, n_e sa densité [cm^{-3}] et v la norme de la vitesse. $L(E)$ est une fonction décrivant la perte d'énergie par friction, qui a reçu différentes expressions théoriques. Ces expressions seront discutées au paragraphe 1-2. La dimension de $L(E)$ est $M.L^4.T^{-2}$.

De 1-1 et 1-3, il vient (1-4)

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) + \nabla_{\mathbf{v}} \left(-\frac{n_e}{m} \cdot L(E) \frac{v}{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right) = \left(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

L'opérateur gradient de vitesse se développe selon : $\nabla_{\mathbf{v}} = \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s}$, et on peut faire

sortir $-n_e$ de la somme. Isolons le terme de vitesse ainsi obtenu :

$$\sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} \left(L(E) \cdot \frac{v_s}{mv} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right) = \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} \left(L(E) \cdot \frac{v^2}{m} \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{v_s}{v^3} \right) \quad (1-5)$$

$$= \sum_{s=1}^3 \left\{ \frac{v_s}{v^3} \frac{\partial}{\partial v_s} \left[L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right] + L(E) \frac{v^2}{m} \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{\partial}{\partial v_s} \left(\frac{v_s}{v^3} \right) \right\} \quad (1-6)$$

La somme des dérivées $\sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} \left(\frac{v_s}{v^3} \right)$ vaut simplement

$$\frac{\partial}{\partial v_1} \left(\frac{v_1}{(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)^{3/2}} \right) + \frac{\partial}{\partial v_2} \left(\frac{v_2}{(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)^{3/2}} \right) + \frac{\partial}{\partial v_3} \left(\frac{v_3}{(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2)^{3/2}} \right), \text{ qui}$$

s'annule. Le deuxième terme de (1-6) est donc nul, et l'équation 1-4 devient (1-7):

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}}(f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) - n_e \sum_{s=1}^3 \frac{v_s}{v^3} \frac{\partial}{\partial v_s} L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

La dérivée par rapport à la vitesse peut s'exprimer selon:

$$\frac{\partial}{\partial v_s} = \frac{\partial E}{\partial v_s} \frac{\partial}{\partial E} \quad (1-8)$$

$$\frac{\partial}{\partial v_s} = \frac{\partial \left(\frac{1}{2} m v_s^2 \right)}{\partial v_s} \frac{\partial}{\partial E} \quad (1-9)$$

$$\frac{\partial}{\partial v_s} = m v_s \frac{\partial}{\partial E} \quad (1-10)$$

En intégrant 1-10 à 1-7, et en multipliant par $\frac{v}{m}$, il vient (1-11):

$$\frac{v}{m} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \frac{v}{m} \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} (f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) - n_e \frac{\partial}{\partial E} \left\{ L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right\} = \frac{v}{m} \left(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + \frac{v}{m} Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

La fonction de distribution f peut être reliée au flux (ou intensité) Φ des électrons en considérant ce flux comme l'ensemble des particules par énergie dans un volume élémentaire, dans l'espace des vitesses.

$$\frac{f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) v dv^3}{d\Omega dE} = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (1-12)$$

$$[\Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)] = \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{eV}^{-1}$$

Ω représente le vecteur unité de direction $\frac{\mathbf{v}}{v}$.

Alors, en considérant que $dv^3 = v^2 dv d\Omega$, et $E = \frac{1}{2} m v^2$, il vient:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) v^3 dv d\Omega = \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) m v d\Omega dv \quad (1-13)$$

d'où

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \frac{m}{v^2} \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \quad (1-14)$$

L'équation 1-11 peut se transformer en (1-15):

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t)}{\partial t} + \frac{v}{v} \nabla_{\mathbf{r}} \{ \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \} - n_e \frac{\partial}{\partial E} \{ L(E) \Phi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) \} = \frac{1}{v} Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t)$$

$$\text{avec } Q(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \frac{v^2}{m} \left(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + \frac{v}{m} Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$

On fait à présent l'hypothèse d'état stationnaire. En effet, dans une atmosphère neutre de densité 10^8 cm^{-3} , les valeurs typiques des fréquences de collision sont de l'ordre de la s^{-1} , ce qui donne des temps de stationnarité très inférieurs aux temps de stationnarité des perturbations telles que les précipitations, qui peuvent durer plusieurs heures, avec des variations en intensités sur des temps de l'ordre de quelques minutes. Le premier terme disparaît alors. D'autre part, en prenant pour l'axe z l'axe parallèle à \mathbf{B} , $\frac{v}{v} \nabla_{\mathbf{r}}$ devient simplement $\mu \frac{\partial}{\partial z}$.

μ représente le cosinus de l'angle d'attaque de l'électron par rapport au champ magnétique. Nous prendrons dans toute la suite la convention d'avoir les flux montants pour des angles d'attaque compris entre $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$. Cette convention dépend

du sens du champ magnétique, et donc de l'hémisphère. Ici, nous nous occuperons de l'hémisphère nord. La convention devrait être inversée dans l'hémisphère sud.

L'équation se simplifie alors selon (1-16):

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} \{ L(E) \Phi(z, E, \mu) \} = \frac{1}{v} Q(z, E, \mu)$$

Cette équation est l'équation de transport de Boltzman.

Les hypothèses précédentes ont conduit à supprimer le temps comme variable du système, à projeter le vecteur \mathbf{r} sur l'axe z -c'est à dire à considérer une atmosphère stratifiée perpendiculairement à \mathbf{B} , et ramener le vecteur direction à l'angle d'attaque sur cet axe.

Le terme de droite, issu de $(\frac{\delta f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t})_{\text{coll}}$ doit être considéré comme la différence, à chaque altitude, angle ou énergie entre ce qui arrive, que nous appellerons la source, et que nous expliciterons après, et ce qui part de ce niveau dû aux collisions.

Soit $\sigma_k^T(E)$ la section efficace totale d'une espèce k , à l'énergie E (en cm^2), et soit $n_k(z)$ sa densité (en cm^{-3}) à l'altitude z . Nous pouvons ré-écrire l'équation de Boltzman comme:

$$\mu \frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial z} - n_e \frac{\partial}{\partial E} \{ L(E) \Phi(z, E, \mu) \} = - \sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E) \Phi(z, E, \mu) + \text{source} \quad (1-17)$$

Il est commode d'écrire cette équation en terme de profondeur de collision, plutôt qu'en terme d'altitude. La profondeur de collision représente la distance moyenne que parcourt une particule dans un milieu de densité n sans rencontrer le phénomène de section efficace σ . Elle est sans dimension. Pour une atmosphère de plusieurs constituants k , la profondeur de collision se rapporte à l'altitude par:

$$d\tau = \sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E) dz \quad (1-18)$$

Par la suite, nous exprimerons indifféremment les divers termes de l'équation de transport en fonction de l'altitude ou de la profondeur de collision. Le passage d'une variable à l'autre se fait au moyen de (1-18).

D'où il vient (1-19):

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial \tau} = -\Phi(\tau, E, \mu) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} \{ L(E) \Phi(\tau, E, \mu) \} + \frac{\text{source}}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)}$$

Le terme de source se divise en:

- 1) Une source directe, issue du flux précipité au sommet de l'ionosphère, ou du flux d'électrons créés à chaque altitude par photo-ionisation solaire. Nous l'appellerons *primaire*, quelle que soit son origine.
- 2) Une source indirecte, issue de la dégradation d'électrons d'énergies supérieures, d'angles et d'altitudes différents, vers l'état considéré. Cette seconde partie de la source concerne ce qui arrive après interactions avec l'atmosphère. Ces interactions sont la diffusion élastique, l'excitation de molécules neutres et l'ionisation.

Pour continuer à développer l'équation de transport, il nous faut donc définir les primaires, et résoudre le problème des interactions, objets des deux prochains alinéas.

1-1-b) Le terme de source:

α) Précipitations:

Le plasma ionosphérique des régions aurorales possède un comportement différent de celui des latitudes moyennes. Les précipitations de particules énergétiques forment une source majeure d'ionisation, dont les aurores boréales sont la conséquence directe. La région E se trouve excitée dans "l'ovale auroral", qui se situe environ entre 60° et 80° de latitude magnétique, et forme une boucle excentrée autour du pôle magnétique. Pendant une activité aurorale, la densité électronique peut atteindre des $5 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Les températures électroniques et ioniques, habituellement de l'ordre de 800 à 1500 K peuvent atteindre et dépasser 4000 K.

Les aurores diffuses, pour leur part, contribuent au total pour au moins le même apport d'énergie que les manifestations discrètes: l'ovale auroral est virtuellement une bande continue de lumière encerclant le pôle. Les précipitations de particules énergétiques constituent donc une source permanente d'énergie.

Des données de roquettes ont montré que l'apport des ions positifs en énergie et en nombre de particules est de l'ordre de 1% de l'apport des électrons. [Pulliam et al, 1981]. Cependant, l'examen des données récentes de satellites que nous avons pu faire (VIKING) montre que cet apport est dans certains cas largement sous-estimé: il peut en effet être très supérieur, pour atteindre des valeurs de l'ordre de 20%. Le problème des précipitations d'ions n'a pas encore reçu de réponse numérique. Par la suite, nous ne tiendrons compte que des électrons.

Le spectre énergétique des électrons précipités s'étend de la dizaine d'électrons volts, à la centaine de kilo électrons volts.

Dans l'équation de transport, ils interviennent dans le terme de source à l'altitude la plus élevée, et orientés vers le bas.

β) Photo ionisation solaire.

Les photons EUV ($< 102.7 \text{ nm}$) issus du rayonnement solaire possèdent un spectre capable d'ioniser l'atmosphère neutre.

La variation de l'intensité $\mathfrak{S}(\lambda, z)$ d'un rayon lumineux de longueur d'onde λ traversant un gaz d'épaisseur dz , composé d'espèces neutres I est:

$$\frac{dS(\lambda, z)}{dz} = - \sum_I s_I^T(\lambda) N_I(z) S(\lambda, z) \quad (1-20)$$

N = densité de l'espèce I [cm^{-3}]

s_I^T = section efficace totale pour l'absorption de la raie λ par le constituant I .

En intégrant (1-20), il vient:

$$S(\lambda, z) = S(\lambda, z_0) \exp \left\{ - \sum_I s_I^T(\lambda) \int_z^{z_0} N_I(z) dz \right\} \quad (1-21)$$

z_0 étant le point de référence, situé au sommet de l'ionosphère, c'est à dire pour notre échelle à l'infini.

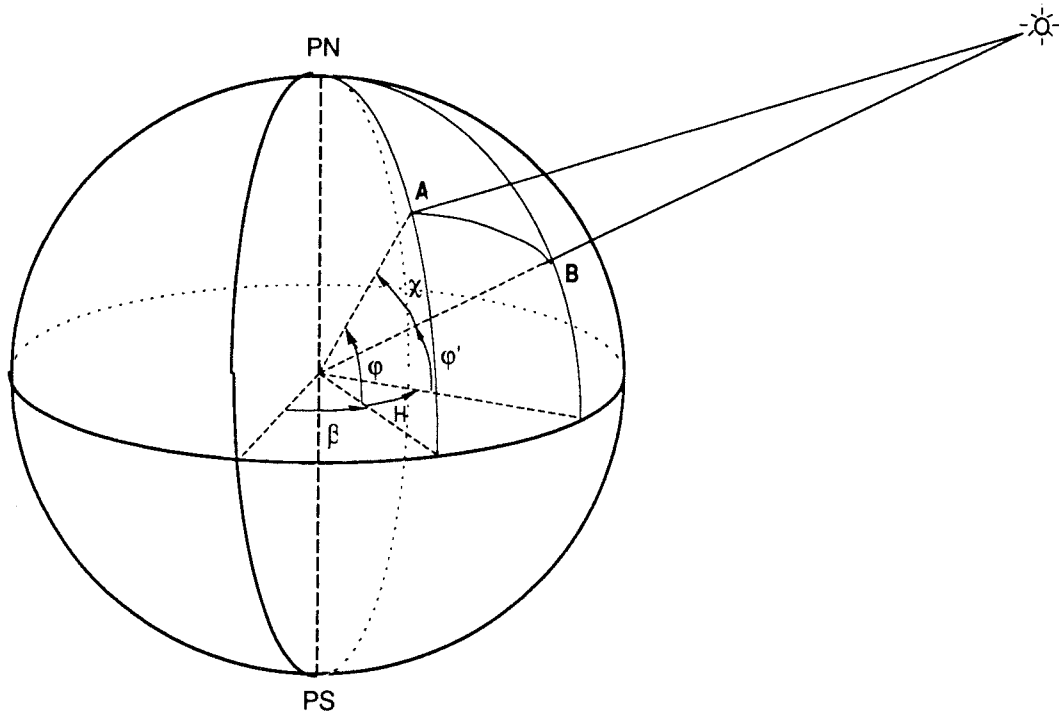


Figure 1-1 : Coordonnées géographiques, et angle solaire zénithal. A est un point quelconque d'observation, et B le point midi de même latitude. β représente la longitude, φ la latitude, H est l'angle horaire, défini par $\frac{12\text{-heure}/\pi}{2}$, χ est l'angle solaire zénithal, défini par la formule 1-31.

Dans l'ionosphère, il faut tenir compte de la courbure de la terre. Cela se fait par l'intermédiaire de la fonction de Chapman, $Ch(\chi)$, où χ représente l'angle solaire zénithal (figure 1-1). Cette fonction a reçu plusieurs formulations

[Banks et Kockarts, 1973], dont la plus simple à faibles et moyennes latitudes est $\frac{1}{\cos(\chi)}$. L'intensité $\mathfrak{S}(\lambda, z)$ devient:

$$\mathfrak{S}(\lambda, z) = \mathfrak{S}(\lambda, z_0) \exp \left\{ - \sum_I s_I^T(\lambda) \operatorname{Ch}(\chi) \int_z^{z_0} N_I(z') dz' \right\} \quad (1-22)$$

Les processus p conduisant à l'absorption d'un photon peuvent être l'excitation, l'ionisation, et l'ionisation dissociative. Le taux d'absorption de la longueur d'onde λ à l'altitude z , par l'espèce neutre I , et le processus p s'écrit:

$$P_I^p(\lambda, z) = N_I(z) s_I^p(\lambda) \mathfrak{S}(\lambda, z) \quad (1-23)$$

$s_I^p(\lambda)$ représente la section efficace d'absorption du processus p .

Le taux de production Q_{prim} de paires électrons-ions s'écrit:

$$Q_{\text{prim}}(E, z) = \sum_I \int d\lambda P_I^{\text{ion}}(\lambda, z) \quad (1-24)$$

où le processus p est cette fois l'ionisation. L'intégration se fait sur tout le spectre EUV.

E représente l'énergie de l'électron éjecté. Elle est la différence entre l'énergie du photon incident d'une part, et du potentiel d'ionisation de l'état ee mesuré à partir de l'état au repos. On néglige l'énergie de l'état de vibration de ee , mesurée à partir de l'état au repos (1-25):

$$E = \frac{hc}{\lambda} - W_{ee}(0)$$

En insérant (1-23) dans (1-24) il vient:

$$Q_{\text{prim}}(E, z) = \sum_I \int d\lambda N_I(z) s_I^{\text{ion}}(\lambda) \mathfrak{S}(\lambda, z) \quad (1-26)$$

Pour une ionisation ou une excitation, plusieurs états excités ee sont possibles. Leurs poids relatifs sont w_{wt} , dont la somme à un état d'ionisation donné vaut donc 1. On obtient (1-27):

$$Q_{\text{prim}}(E,z) = \sum_{ee} \sum_l wwt(ee,l) \int d\lambda N_l(z) s_l^{\text{ion}}(\lambda) \mathcal{S}(\lambda,z)$$

La section efficace d'ionisation est alors la somme sur les états excités des sections efficaces partielles:

$$\sigma_l^{\text{ion}}(\lambda) = \sum_{ee} \sigma_l^{\text{ion}}(ee,\lambda) \quad (1-28)$$

Les équations 1-22, 1-25 et 1-27 doivent être complétées par le calcul de la densité $N_l(z)$ le long du rayon solaire ionisant r . On définit la profondeur optique (que nous appellerons τ_{opt} pour la distinguer de la profondeur de collision τ) par :

$$\tau_{\text{opt}} = -s^T \int_z^{+\infty} n(r) dr \quad (1-29)$$

s^T représente la section efficace totale, sur toutes les composantes neutres. En projetant sur l'horizontale, nous obtenons:

$$\tau_{\text{opt}} = Ch(\chi) s^T \int_z^{+\infty} n(z) dz \quad (1-30)$$

où Ch représente la fonction de chapman.

L'angle solaire zénithal est défini par:

$$\cos(\chi) = \sin(\text{lat}) \sin(\text{dec}) - \cos(\text{lat}) \cos(\text{dec}) \cos\left(\pi \frac{\text{hr}-15}{180}\right) \quad (1-31)$$

lat = latitude géographique

$$\text{dec} = \text{declinaison} : \quad \text{dec} = 23.5 \sin\left[2\pi \frac{\text{jour}-80}{365}\right]$$

hr = heure décimale

L'écriture de l'équation des gaz parfaits et de l'équation des fluides conduit à :

$$\frac{dP(z)}{P(z)} = - \frac{M(z)}{R} \frac{g(z)}{n(z)T(z)} dz \quad (1-32)$$

$P(z)$ = pression atmosphérique.

$T(z)$ = température.

$M(z)$ = masse molaire.

$n(z)$ = densité à l'altitude z .

R = Constante des gaz parfaits (8.32 j k^{-1}).

g = accélération de la pesanteur.

On pose

$$\frac{dP(z)}{P(z)} = - \frac{dz}{H(z)} \quad (1-33)$$

$H(z)$ est une hauteur d'échelle, qui a la dimension d'une longueur. Elle est calculée en utilisant un modèle d'atmosphère pour T et n . L'intégration de 1-33 conduit à:

$$P(z) = P_0 \cdot \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')} \right\} \quad (1-34)$$

et, de $P = nkT$, nous tirons (1-35):

$$n(z) = n_0 \frac{T_0}{T(z)} \exp \left\{ - \int_{z_0}^z \frac{dz'}{H(z')} \right\}$$

Deux informations sont directement déductibles de la production primaire: le flux d'électrons primaires, et l'énergie qui s'y rattache. Le flux d'électrons primaires est tiré de la production primaire d'après:

$$F_{\text{prim}}(z, E) = \frac{Q_{\text{prim}}(E, z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \quad (1-36)$$

Ce flux est rendu isotrope par division par 4π , selon l'hypothèse qu'il est le même dans toutes les directions de l'espace, montant ou descendant. Il devient $F_{\text{prim}}(z, E, \mu)$.

L'énergie moyenne issue de ce flux s'écrit:

$$E_{\text{prim}}(z) = 2\pi \int dE E \int F_{\text{prim}}(z, E, \mu) d\mu \quad (1-37)$$

Enfin, la production primaire d'électrons à chaque altitude est tirée de l'équation (1-27) selon:

$$P_p(z) = \int Q_{\text{prim}}(E, z) dE \quad (1-38)$$

1-1-c) La fonction de redistribution.

α) Ecriture de la fonction de redistribution

Rappelons ici simplement l'équation 1-19, qui nous avait conduit à écrire la variation du flux stationnaire d'électrons en fonction de la profondeur de collision comme étant la différence entre les gains et les pertes. Les gains sont constitués de:

- Ce qui est issu d'énergies supérieures, d'altitudes et d'angles différents, par collisions élastiques ou inélastiques.
- Ce qui est issu d'énergies supérieures par "friction".
- La source directe, qu'elle soit d'ue aux précipitations ou à la photo ionisation solaire.

Les pertes, quand à elles, sont simplement le flux à l'état considéré, qui se dégradera vers d'autres énergies, altitudes et angles.

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial \tau(z, E)} = -\Phi(\tau, E, \mu) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(\tau, E, \mu)\} + \frac{\text{source}}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)}$$

La géométrie du problème est montrée figure 1-2.

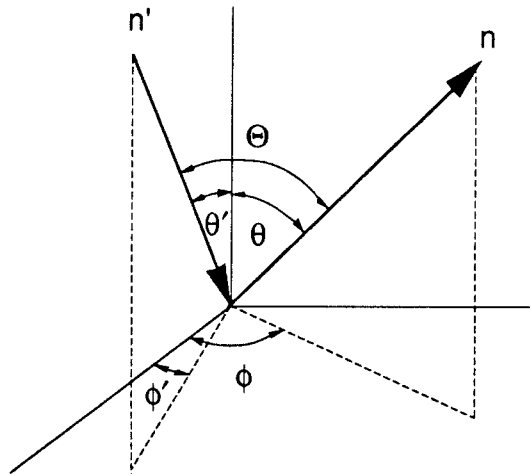


Figure 1 - 2 : Géométrie de la diffusion. L'électron incident arrive selon n', avec une énergie E', sous l'angle d'attaque theta'. Il repart selon n, avec une énergie E, sous l'angle theta.

Soit un électron incident à l'énergie E' , arrivant selon l'angle d'attaque θ' , dont la projection est ϕ' . Cet électron est diffusé selon θ, ϕ , à l'énergie E . Soit en outre Θ l'angle compris entre la direction d'arrivée de vecteur unitaire \mathbf{n}' et la direction de départ de vecteur unitaire \mathbf{n} .

On rappelle qu'on note μ le cosinus de l'angle d'attaque.

D'après la figure 1-2, on voit que (1-39):

$$\cos(\Theta) = [\cos(\phi')\cos(\phi + \phi') + \sin(\phi')\sin(\phi + \phi')] \sin(\theta)\sin(\theta') + \cos(\theta)\cos(\theta')$$

soit:

$$\cos(\Theta) = \cos(\phi) ((1-\mu^2)(1-\mu'^2))^{1/2} + \mu\mu' \quad (1-40)$$

On appelle fonction de redistribution, la fonction:

$$R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sum_p \sigma_p(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sigma^T(E, \mu)} \quad (1-41)$$

p représente un processus.

σ^T est la section efficace totale pour l'espèce considérée. Son expression est donnée par la somme des sections efficaces partielles d'ionisation, de collisions élastiques, et de tous les états d'excitation:

$$\sigma^T(E, \mu) = \sigma_{ion}(E) + \sigma_{elas}(E) + \sum_{ee} \sigma_{exc}(E, ee) \quad (1-42)$$

Ces sections efficaces sont issues de mesures de laboratoires. La quantité mesurée est une quantité intégrée en angle [voir par exemple Jacob, 1973], si bien qu'elle ne dépend pas de l'angle d'attaque: $\sigma^T(E, \mu) = \sigma^T(E)$.

$\sigma_p(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$ s'appelle la section efficace partielle (car différente pour chaque processus p) différentielle (car fonction du saut d'énergie ou d'angle). Nous dirons seulement section efficace différentielle. On peut la modéliser en séparant les variables. Elle est alors fonction de la section efficace partielle $\sigma_p(E', E)$, et d'une fonction de phase $p(\mu' \rightarrow \mu)$, dont l'expression dérive de mesures de laboratoires, et sera étudiée en détail au paragraphe suivant.

Les sections efficaces seront distinguées entre elles par leurs arguments.

$$\sigma_p(E, \mu) = 2\pi \int_{\mu}^{\mu+1} \mu' \int dE' \sigma_p(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \quad (1-43)$$

$$\sigma_p(E, \mu) = 2\pi \int_{\mu}^{\mu+1} \mu' \sigma_p(E, \mu' \rightarrow \mu) \quad (1-44)$$

$$\sigma_p(E, \mu) = 2\pi \int dE' \sigma_p(E' \rightarrow E) \quad (1-45)$$

La symétrie autour de l'axe z impose la multiplication par 2π (voir figure 1-2), tandis que les bornes d'intégration en angle d'attaque vont de la diffusion en arrière (μ) à la diffusion en avant ($\mu+1$). Il est indifférent vis à vis de l'intégration que μ soit nul ou non. Nous le fixerons égale à zéro dans les intégrales suivantes.

De telle sorte que nous avons les dimensions suivantes:

$$\begin{aligned} [\sigma_p(E)] &= [\sigma_p(E,\mu)] = \text{cm}^2 \\ [\sigma_p(E',\mu' \rightarrow E,\mu)] &= \text{cm}^2 \text{eV}^{-1} (2\pi \text{sr}^{-1}) \\ [\sigma_p(E' \rightarrow E)] &= \text{cm}^2 \text{eV}^{-1} (2\pi \text{sr}^{-1}) \\ [\sigma_p(E,\mu' \rightarrow \mu)] &= \text{cm}^2 (2\pi \text{sr}^{-1}) \end{aligned}$$

Il n'est pas inutile pour la suite de l'exposé d'exprimer ces sections efficaces en terme de $\cos(\Theta)$, où Θ représente l'angle que font \mathbf{n} et \mathbf{n}' .

$$\sigma_p(\Theta, E_m) = 2\pi \int_{-1}^1 d\cos(\Theta) \int dE' \sigma_p(\cos(\Theta), E' \rightarrow E) \quad (1-46)$$

$$= 2\pi \int_{-1}^1 d\mu' \sigma_p(E, \cos(\Theta)) \quad (1-47)$$

L'expression de R devient (1-48):

$$R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sum \sigma_p(E', E) p(\mu' \rightarrow \mu)}{\sigma^T(E)}$$

Plusieurs remarques s'imposent.

- La division par $\sigma^T(E)$ n'est pas une normalisation. Elle a été choisie à l'origine pour se rapprocher de modèles déjà existants concernant les transferts radiatifs [Chandrasekhar, 1960; Stolarski, 1972; Stamnes, 1978].

- La matrice R ne représente pas une probabilité. Ce serait le cas si on avait effectué une division par $\sigma^T(E')$, c'est à dire par la section efficace totale à l'énergie initiale. On aurait alors:

$$\int dE \int d\mu R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = 1 \quad (1-49)$$

Cette modification (pas (encore) effectuée) permettrait une normalisation de R.

- Une telle fonction existe pour chacun des constituants de l'atmosphère.

Servons nous de ce qui précède pour ré-écrire l'équation de transport. La proportion d'électrons arrivant à l'état (E, μ) est donnée par:

$$\int dE' \int d\mu' n(z) \sigma^T(E') R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(E', \mu') \quad (1-50)$$

Pour l'ensemble des espèces I , cette proportion s'écrit :

$$A(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sum_I \int dE' \int d\mu' n(z) \sigma^T(E) R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(\tau, E', \mu') \quad (1-51)$$

L'équation de transport devient donc:

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial \tau(z, E)} = -\Phi(\tau, E, \mu) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(\tau, E, \mu)\} + S(\tau, E, \mu) + \frac{A(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \quad (1-52)$$

$S(\tau, E, \mu)$ représente en première approximation les seuls électrons primaires. On verra comment cette source est utilisée réellement, et comment cette équation est réécrite pour être résolue au paragraphe "Résolution numérique"

β /Problème des sections efficaces différentielles. Hypothèses.

L'expression à calculer est 1-45. Nous faisons les hypothèses suivantes:

1) *Diffusion élastique* : $e^-(E', \mu') + X \rightarrow e^-(E, \mu) + X$

Nous supposons qu'il n'y a pas de changement d'énergie, mais seulement une variation en angle, hypothèse correspondant à celle de la diffusion Rutherford. La section efficace différentielle de collision élastique s'écrit alors (1-53):

$$\sigma_{elas}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sigma_{elas}(E') \delta(E', E) p_{elas}(\mu' \rightarrow \mu)$$

δ est la fonction de Dirac. p_{elas} s'appelle la fonction de phase de collision élastique.

2) *Excitation* : $e^-(E', \mu') + X \rightarrow e^-(E, \mu) + X^*$

Nous supposons qu'il n'y a pas de changement d'angle, mais seulement une variation en énergie. Cette hypothèse correspond à l'expérience [Mott et Massey, 1965]. La section efficace différentielle d'excitation s'écrit alors (1-54):

$$\sigma_{exc}(E',\mu' \rightarrow E,\mu) = \sigma_{exc}(E') \delta(\mu',\mu) \delta(E,E'-W_{ee})$$

Où W_{ee} est le seuil d'énergie pour le ee processus d'excitation.

$$3) \text{ Ionisation : } e_p^- (E',\mu') + X \rightarrow e_p^- (E,\mu') + e_s^- (E_s < E,\mu) + X^+$$

A la suite de l'ionisation, nous nous trouvons en présence de deux électrons, l'électron initial, ou primaire ionisant e_p^- , et l'électron arraché ou secondaire e_s^- . Nous supposons que l'électron secondaire est celui des deux de plus basse énergie. Il se retrouve distribué angulairement, tandis que l'électron initial dégradé (primaire) conserve sa direction angulaire. La section efficace différentielle d'ionisation pour l'électron ionisant (primaire) s'écrit alors:

$$\sigma_{ion}^p(E',\mu' \rightarrow E,\mu) = \sigma_{ion}(E',E) \delta(\mu',\mu)$$

Tandis qu'elle s'écrit dans le cas de l'électron arraché (secondaire):

$$\sigma_{ion}^s(E',\mu' \rightarrow E,\mu) = \sigma_{ion}(E',E) p_{ion}(\mu',\mu)$$

p_{ion} est la fonction de phase d'ionisation.

Ces hypothèses correspondent aux observations faites en laboratoire [Opal,1971].

Les fonctions de phase p_{elas} et p_{ion} peuvent être ou non identiques. Une équidistribution entraîne $p = \frac{1}{2}$.

Plusieurs jeux de sections efficaces de collisions élastiques, d'ionisation ou d'excitation existent, et nous en discuterons certains dans la partie "étude des paramètres". Le problème à résoudre reste celui des sections efficaces différentielles, et donc de la formulation de la fonction de phase. Elles sont déduites des sections efficaces partielles selon des processus que nous discutons à présent.

γ) Calcul de la fonction de phase élastique.

On se réfère toujours à la figure 1-2, avec l'hypothèse que l'énergie finale E est égale à l'énergie initiale E' . La section efficace différentielle qui a été mesurée, puis modélisée est $\sigma_{elas}(\theta,E)$. Elle est telle que:

$$\sigma_{elas}(\theta,E) = \sigma_{elas}(E) p_{elas}(\cos\theta) \quad (1 - 57)$$

L'équation 1-40 exprime que $\cos\Theta$ est fonction de μ et μ' , de telle sorte que la fonction de phase élastique $p_{elas}(\mu, \mu')$ s'exprime, en fonction de $p_{elas}(\cos\Theta)$, d'après:

$$p_{elas}(\mu, \mu') = \int_0^{2\pi} p(\cos\Theta) d\phi \quad (1-58)$$

Des deux relations précédentes, nous tirons:

$$p_{elas}(\mu, \mu') = \int_0^{2\pi} \frac{\sigma_{elas}(\Theta, E)}{\sigma_{elas}(E)} d\phi \quad (1-59)$$

Les sections efficaces différentielles doivent en outre être telles que leur somme sur tout l'espace donne la section efficace totale:

$$\sigma_{elas}(E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \sigma_{elas}(\Theta, E) d\cos(\Theta) \quad (1-60)$$

$$\sigma_{elas}(E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \sigma_{elas}(E) p(\cos(\Theta)) d\cos(\Theta) \quad (1-61)$$

$$\sigma_{elas}(E) = 2\pi \sigma_{elas}(\Theta, E) \int_{-1}^{+1} p(\cos(\Theta)) d\cos(\Theta) \quad (1-62)$$

d'où nous déduisons :

$$\int_{-1}^{+1} p(\cos(\Theta)) d\cos(\Theta) = \frac{1}{2\pi} \quad (1-63)$$

Ce moyen de normalisation de la fonction de phase est utilisé chez certains auteurs [Stamnes, 1981; Lummerzheim, 1987].

Une expression simple de la section efficace différentielle $\sigma_{elas}(\Theta, E)$ est donnée par [Jacob, 1973]:

$$\sigma_{elas}(\Theta, E) = \frac{Z^2 e^4}{pv^4} \left\{ \frac{1}{(1 - \cos\Theta + 2\eta)^2} + K_{sr} \right\} \quad (1-64)$$

Z, e, p et v représentent respectivement la charge atomique du diffuseur, la charge de l'électron, sa quantité de mouvement et sa vitesse.

Le premier terme de la parenthèse correspond aux interactions coulombiennes. η s'appelle le paramètre d'écran de Rutherford. Son expression est:

$$\eta = \eta_c \frac{6.22 \cdot 10^{-5}}{\varepsilon(\varepsilon + 2)} \quad (1-65)$$

avec $\varepsilon = \frac{E}{m_e c^2}$

Le paramètre η_C a reçu différentes valeurs selon les auteurs. Il est en général compris entre 0.4 et 1 (Porter et al,1987). Lummerzheim (1987) propose une loi simple de le décrire:

$$\eta_C = 0.6 E^{-0.09} \quad (1-66)$$

E étant exprimé en KeV.

Ainsi, pour 1 KeV, on trouve :

$$\text{Strickland et al, 1976 : } \eta_C = 1.00 \quad \eta = 1.6 \cdot 10^{-2}$$

$$\text{Porter et Jump , 1978 : } \eta_C = 0.2689 \quad \eta = 4.27 \cdot 10^{-3}$$

$$\text{Lummerzheim , 1987 : } \eta_C = 0.6 \quad \eta = 9.52 \cdot 10^{-3}$$

Dans nos applications, nous avons substitué la formule 1-66 au paramètre initial égal à 1.

Le second terme de la parenthèse correspond aux effets de spin et aux effets relativistes. Il devient important pour des énergies inférieures à 1 KeV. De façon à se rapprocher de la forme des phénomènes coulombiens, il a été approximé selon (Porter et Jump, 1978):

$$K_{sr} = \frac{\beta(E)}{(1+\cos\Theta+2\gamma)^2} \quad , E > 1 \text{ KeV.} \quad (1-67)$$

β et γ sont ajustés pour coller à des mesures de laboratoires.

Restons, pour simplifier l'explication, dans le domaine $E > 1 \text{ KeV}$, où $K_{sr}=0$, et posons $\alpha = \frac{Z^2 e^4}{\rho v^4}$. De 1-60 et 1-64, il vient:

$$\sigma_{elas}(E) = \alpha \frac{\pi}{\eta(1+\eta)} \quad (1-68)$$

En insérant cette équation et 1-64 dans 1-59, nous obtenons:

$$P_{elas}(\mu, \mu') = \int_0^{2\pi} \frac{\eta(1+\eta)}{(1-\cos\Theta+2\eta)^2} \frac{d\phi}{\pi} \quad (1-69)$$

De (1-39) et (1-69), nous déduisons alors:

$$P_{elas}(\mu, \mu') = \frac{\eta(\eta+1)}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{[(1+2\eta-\mu\mu') - \{(1-\mu^2)(1-\mu'^2)\}^{1/2} \cos\phi]^2} \quad (1-70)$$

L'intégrale est de la forme $\int_0^{2\pi} \frac{d\phi}{(a+b\cos\phi)^2}$, de solution $\frac{2\pi a}{(a^2-b^2)^{3/2}}$.

D'où l'expression de la fonction de phase élastique:

$$p_{elas}(\mu, \mu') = \frac{2\eta(1+\eta)(1+2\eta-\mu\mu')}{[(1+2\eta-\mu\mu')^2 - (1-\mu^2)(1-\mu'^2)]^{3/2}} \quad (1-71)$$

Dans le cas des énergies inférieures à 1 KeV, il faut tenir compte du terme de spin. L'utilisation des formules 1-59 et 1-62 conduit, à travers le même type d'intégration à:

$$p_{elas}(\mu, \mu') = A(B+C) \quad (1-72)$$

avec:
$$A = \frac{2\eta\delta(1+\mu)(1+\delta)}{\delta(1+\delta) + \beta(E)\eta(1+\eta)}$$

$$B = \frac{1+2\eta-\mu\mu'}{[(1+2\eta-\mu\mu')^2 - (1-\mu^2)(1-\mu'^2)]^{3/2}}$$

$$C = \frac{1+2\gamma-\mu\mu'}{\beta(E)[(1+2\gamma+\mu\mu')^2 - (1-\mu^2)(1-\mu'^2)]^{3/2}}$$

En fait, Wedde et Strand [1974] ont développé une approximation de la section efficace différentielle de collision élastique invoquant une série de polynômes de Legendre. Cette formulation est plus précise que (1-72), mais ne permet pas une intégration analytique. Son emploi nécessite une intégration numérique. Le processus global reste cependant le même:

- . Calcul de $\sigma_{elas}(\theta, E)$.
- . Intégration pour déduire $\sigma_{elas}(E)$.
- . Intégration du rapport pour calculer $p_{elas}(\mu, \mu')$

Remarque: chez Stamnes (1981), les sections efficaces ne sont pas normalisées par (2π) sr. Elles ont toutes une dimension de cm^2 . La normalisation intervient dans l'expression de la fonction de phase:

$$\sigma_{elas}(E) = \int_{-1}^{+1} \sigma_{elas}(\theta, E) d\cos(\theta) \Rightarrow p_{elas}(\mu, \mu') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\cos\theta) d\phi$$

δ) Calcul de la section efficace différentielle d'ionisation.

La forme adoptée de la section efficace d'ionisation est différente selon que l'électron arraché après collision possède une énergie supérieure ou inférieure à 5 eV [Strikland 1976]. Si I est le seuil d'ionisation, E' l'énergie de l'électron

initial (ionisant) et E son énergie finale, l'électron secondaire arraché possède une énergie $E_S = E' - E - I$.

Si l'électron (primaire ou secondaire) possède après collision une énergie supérieure à 5 eV, sa section efficace différentielle est approximée par (1-73):

$$\sigma_{ion}(E',E) = \sigma_i(E') C(E') \left[\frac{1}{T^2 + (E' - E - I)^2} + \frac{1}{T^2 + E'^2} - \frac{1}{T^2 + (E' - E - I)E} \right]$$

T est un paramètre ajustable, et C(E) un facteur de normalisation, dont les valeurs ont été définies par Opal (1971), pour T=13.0 pour N₂. Dans le cas de l'électron secondaire, la même formule s'applique, avec E_S en place de E.

Si l'électron (primaire ou secondaire) possède après collision une énergie inférieure à 5 eV, sa section efficace différentielle est supposée constante, sa valeur étant donnée par 1-73, avec E=5 eV.

1-1-d) Informations issues du flux stationnaire.

Nous tirons directement de l'équation de transport la distribution du flux stationnaire en énergie, en angle, en altitude. Mais aussi:

- Le flux total:

$$\Phi_T(z) = \int_{-1}^1 d\mu \int_{e_{min}}^{e_{max}} dE \Phi(z, E, \mu) \quad (1-74)$$

- Le flux net, moyenné sur tous les angles:

$$\Phi_{net}(\tau, E) = 2\pi \int_{-1}^{+1} \mu \Phi(\tau, E, \mu) d\mu \quad (1-75)$$

- Le flux montant $\Phi_{up}(\tau, E)$ et le flux descendant $\Phi_{down}(\tau, E)$:

$$\Phi_{up}(\tau, E) = 2\pi \int_{-1}^0 \Phi(\tau, E, \mu) d\mu \quad (1-76)$$

$$\Phi_{down}(\tau, E) = 2\pi \int_0^1 \Phi(\tau, E, \mu) d\mu \quad (1-77)$$

- Le nombre de paires ion-électron créées, la production à l'ensemble des états excités, et la production d'électrons secondaires, qui est simplement égale à la somme des différentes productions ioniques:

$$P_{ion}(z) = \sum_I n_I(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int_{e_{min}}^{e_{max}} dE \sigma_I^{ion}(E) \cdot \Phi(z, E, \mu) \quad (1-78)$$

$$P_{exc}(z, ee) = \sum_I n_I(z) 2\pi \int_{-1}^1 d\mu \int_{e_{min}}^{e_{max}} dE \sigma_I^{exc}(E, ee) \cdot \Phi(z, E, \mu) \quad (1-79)$$

- Les énergies nettes, montantes, descendantes, et totales sont déduites des flux correspondants par:

$$E(z) = \int dE E \Phi(z, E) \quad (1-80)$$

Nous verrons par la suite comment, de ces informations directes, peuvent être tirées la densité électronique à basse altitude, les pertes sur les électrons thermiques, et d'autres informations physiques.

1-2) Résolution numérique

L'équation de transport, telle que nous venons de la développer, est hautement non linéaire. Sa résolution réclame la connaissance de nombreux paramètres, que ce soient les sections efficaces de collisions élastiques et inélastiques, les sections efficaces de photo-absorption, les paramètres d'atmosphère neutre, les données sur le flux précipité et éventuellement le flux solaire. La discrétisation de l'équation n'est pas immédiate, ce qui explique à la fois le faible nombre de modèles résolvant cette équation, et le fait qu'ils soient différents parfois dans leur principe même. Ainsi, pour ne parler que des modèles encore utilisés à ce jour, à notre connaissance, le modèle développé par Cicerone [Cicerone, 1971] est un modèle dit modèle monte-carlo, qui travaille sur la probabilité qu'a un électron de rencontrer un phénomène donné à une altitude donnée. Ce modèle est implanté à l'université du Michigan [Solomon, 1987]. Stamnes a mis au point un modèle plus proche de celui que nous possédons [Stamnes, 1978], basé sur le calcul de la matrice de redistribution [Mantas, 1973]. Ce programme est utilisé actuellement à l'université d'Alaska, pour des études des phénomènes d'excitation.

Strickland a développé le programme que nous allons décrire [Strickland et al, 1976]. Il a mis au point le développement limité en angle et en énergie qui permet pour une bonne part de palier l'effet de la discrétisation, et programmé la résolution de l'équation de transport en utilisant les résultats de Mantas. Oran y a ajouté la partie qui permet d'y inclure la photo-ionisation solaire [Oran et Strickland, 1978]. Ces programmes ont été amenés en Belgique et en France par W. Kofman et J. Wisemberg [Wisemberg et al, 1987; Wisemberg et al, 1989], où ils ont été

modifiés, notamment pour prendre en compte la remarque de Stamnes sur le calcul de la dérivée de la fonction de pertes continues [Stamnes et Rees, 1983]. C'est ces programmes que nous allons à présent décrire dans le détail.

1-2-a) Forme continue-discrète de l'équation de transport.

Dans la partie théorique, nous avons vu comment écrire l'équation de transport sous une forme continue:

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial \tau(z, E)} = -\Phi(\tau, E, \mu) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E) \Phi(\tau, E, \mu)\} + S(\tau, E, \mu) +$$

$$\frac{A(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)}$$

$$A(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sum_I \int dE' \int d\mu' n(z) \sigma^T(E) R(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(\tau, E', \mu')$$

La modélisation numérique de cette équation nécessite plusieurs discrétisations. En effet, il est nécessaire d'avoir une grille d'énergie pour le flux solaire incident. Le spectre de ce flux s'étend, comme on le verra, de l'électron volt à environ 250 eV. Il a été mesuré (voir diverses références dans le deuxième chapitre), et tabulé avec sa grille propre. Les électrons primaires sont d'énergies variables, inférieures à 250 eV dans le cas de photo-ionisation, mais pouvant s'étendre à plusieurs dizaines d'électrons volts dans le cas de précipitations. Une grille d'énergie pour les primaires est donc nécessaire, indépendante de la précédente. Les électrons secondaires seront calculés sur la même grille d'énergie que les primaires. Trois grilles d'altitudes sont nécessaires. La première concerne la mesure de la densité électronique. La seconde le calcul de la production primaire, et la dernière le calcul de la production secondaire. De façon à éviter des problèmes d'interpolation, nous avons tendu à unifier ces grilles. Enfin, la distribution angulaire utilise sa grille propre.

Considérons à présent un électron à l'énergie E_n , et arrivant selon un angle d'attaque μ_j qui, par suite de collisions élastiques ou inélastiques se retrouve à l'état E_m, μ_i . La représentation matricielle de la fonction de redistribution, est donnée par:

$$R(E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i) = \frac{\sum \sigma_p(E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)}{\sigma^T(E_m, \mu_i)} \quad (1-81)$$

Le calcul des sections efficaces différentielles $\sigma_p(E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)$ sera explicité en détail dans ce qui suit.

On pose pour la suite $R_{ijmn} = R(E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)$. Pour ne pas surcharger l'écriture, on continue d'écrire l'altitude -et sa variable liée τ - sous forme d'une variable continue. Il faut comprendre $f(z)$ comme étant une fonction de la variable discrète associée aux grilles d'altitude.

La proportion d'électrons arrivant à l'état E_m, μ_i est donnée par:

$$A_{im}(\tau) = \sum_{j=1}^J \sum_{n=1}^N n(z) \sigma^T(E_m) R_{ijmn} \Phi_{nj}(\tau) \quad (1-82)$$

La sommation se fait sur les N énergies et J angles des grilles correspondantes. En fait, seules les énergies supérieures ou égales à l'énergie finale sont à prendre en compte. Pour l'ensemble des espèces l , $A_{im}(z)$ s'écrit:

$$A_{im}(\tau) = \sum_l \sum_{j=1}^J \sum_{n=1}^m n_l(z) \sigma^T_l(E_m) R^l_{ijmn} \Phi_{nj}(\tau) \quad (1-83)$$

En indiquant de la même façon tous les composants, et en introduisant les espèces neutres (l ou k), nous obtenons la forme continue-discrète de l'équation de transport (1-84):

$$\mu_i \frac{\partial \Phi_{mi}(\tau)}{\partial \tau_m(z)} = -\Phi_{im}(\tau) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E_m) \Phi_{mi}(\tau)\} + S_{mi} + \frac{A_{mi}(\tau)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)}$$

Le programme numérique, qui est lui totalement discret, résoud simplement les dérivées par des différences finies.

1-2-b) Méthode de résolution:

α) Calcul de la production primaire par photo ionisation.

L'équation à résoudre est l'équation 1-26, qui est une équation linéaire. Il n'y a donc pas de grande difficulté dans l'écriture de ce programme. Les données d'entrées sont le flux solaire, et les sections efficaces de collisions photons-électrons, qui seront étudiés en détail dans le chapitre suivant. Les grilles utilisées sont une grille d'altitude, et une grille d'énergie. Les électrons primaires produits sont supposés distribués isotropiquement.

β) Calcul de la matrice de redistribution R.

- Principe du programme: interpolation du flux.

L'équation 1-84 ne rend pas exactement compte de la physique. En effet, écrite telle quelle, elle suppose que dans un état d'énergie E_m, μ_i n'arrivent que des électrons issus d'énergies discrètes E_n, μ_j . Or des flux de toutes énergies E' et de tous angles μ' peuvent se dégrader sur E_m et μ_i , et pas uniquement issus de nœuds de la grille. Il est nécessaire, pour en tenir compte d'interpoler le flux entre deux points de grille. Nous allons expliquer la méthode retenue.

Dans la formulation de $A_{mi}(\tau)$, séparons les bornes d'intégration:

$$[\mu_1, \dots, \mu_J] = [\mu_1, \mu_2] \cup [\mu_2, \mu_3] \cup \dots \cup [\mu_{J-1}, \mu_J]$$

$$[E_N, \dots, E_1] = [E_N, E_{N-1}] \cup [E_{N-1}, E_{N-2}] \cup \dots \cup [E_2, E_1]$$

De telle sorte qu'on peut écrire, sous une forme semi-continue, et en négligeant pour simplifier de sommer sur les espèces (1-85):

$$A_{im}(\tau) = \sum_{j=1}^{J-1} \sum_{n=1}^m \int_{E_{n+1}}^{E_n} dE' \int_{\mu_j}^{\mu_{j-1}} d\mu' n(z) \sigma^T(E) R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i) \Phi(\tau, E', \mu')$$

Cette équation exprime que le flux arrivant au point de grille $[E_m, \mu_i]$ est issu des autres points de grilles, aussi bien que de ce qui se trouve entre ces points de grilles. On modélise le flux entre les points de grilles par un développement limité, double interpolation en énergie et angle:

$$\Phi(\tau, E', \mu') = \sum_{\gamma=1}^6 C_{\gamma, \mu'} \alpha. (Ln E')^\beta \quad (1-86)$$

avec, à γ donné, $\alpha = 0$ ou 1 , et $\beta = 0, 1$, ou 2 .

La variable τ est notée ici pour rappeler que le flux en dépend. Ce développement n'en tient cependant pas compte.

Pour simplifier le raisonnement, nous nous écartons pour le moment des bords de la grille. La figure 1-3 représente un pavé de grille en énergie et angle. Sur la figure 1-4, nous avons représenté la variation du flux entre deux énergies et deux angles, selon l'extension 1-86.

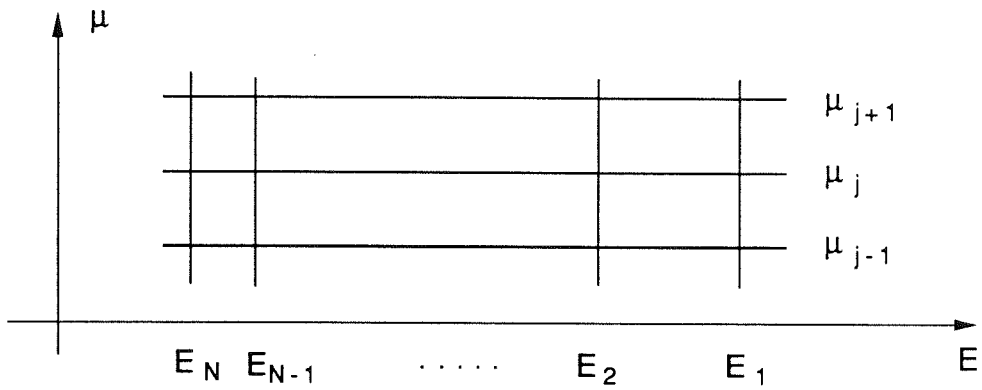


Figure 1-3: Pavés de grille en énergie et en angle.

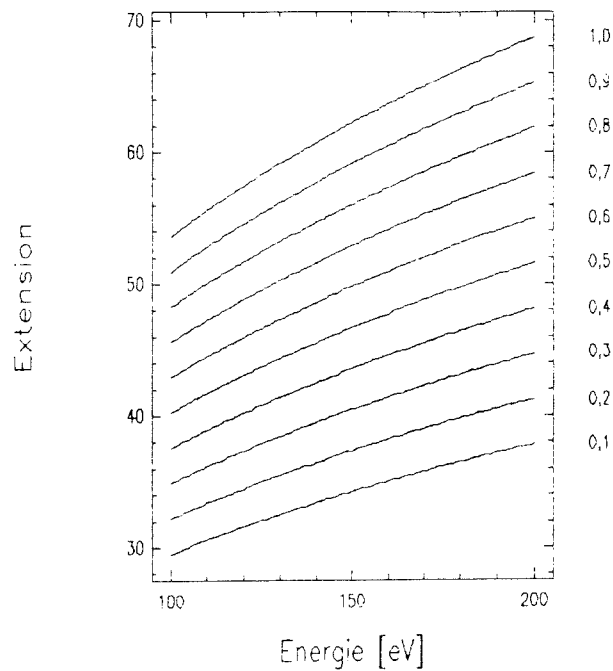


Figure 1-4 : Représentation de l'extension du flux entre deux énergies et deux angles. Chaque courbe représente l'extension selon la formule 1-86, entre 100 et 200 eV, en un angle d'attaque dont le cosinus μ est indiqué en regard à droite du schéma.

La relation 1-86 doit rester vraie en tous points, y compris aux nœuds de grille. Nous pouvons donc l'écrire aux 6 points de grille encadrant E_m, μ_i sous une forme d'équation matricielle. Les lettres grasses représentent des vecteurs, tandis que \mathbb{F} est une matrice (de dimension 6x6). Nous avons:

$$\Phi_{mi}(\tau) = \mathbb{F}(E_m, \mu_i) \cdot \mathbf{C} \quad (1-87)$$

avec:

$$\Phi_{mi}(\tau) = \begin{vmatrix} \Phi(\tau, E_{m-1}, \mu_i) \\ \Phi(\tau, E_{m-1}, \mu_{i+1}) \\ \Phi(\tau, E_m, \mu_i) \\ \Phi(\tau, E_m, \mu_{i+1}) \\ \Phi(\tau, E_{m+1}, \mu_i) \\ \Phi(\tau, E_{m+1}, \mu_{i+1}) \end{vmatrix} \quad C = \begin{vmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \\ C_5 \\ C_6 \end{vmatrix}$$

$$F(E_m, \mu_i) = \begin{vmatrix} f(E_{m-1}, \mu_i) \\ f(E_{m-1}, \mu_{i+1}) \\ f(E_m, \mu_i) \\ f(E_m, \mu_{i+1}) \\ f(E_{m+1}, \mu_i) \\ f(E_{m+1}, \mu_{i+1}) \end{vmatrix} \quad \text{où}$$

$$f(E_m, \mu_i) = \begin{vmatrix} \mu_i \ln^2(E_m) & \ln^2(E_m) & \mu_i \ln(E_m) & \ln(E_m) & \mu_i & 1 \end{vmatrix}$$

D'où:

$$C = F^{-1}(E_m, \mu_i) \cdot \Phi_{mi}(\tau) \quad (1-88)$$

Plaçons nous à présent en un point quelconque E', μ' dans notre pavé $\mu_i, E_{m-1}, \mu_{i+1}, E_{m+1}$. En ce point, nous supposons vrai le développement limité. Nous avons alors:

$$\Phi(\tau, E', \mu') = f^t(E', \mu') \cdot C = f^t(E', \mu') \cdot F^{-1}(E_m, \mu_i) \cdot \Phi_{mi}(\tau) \quad (1-89)$$

En insérant 1-89 dans la relation 1-85, il apparaît (1-90):

$$A_{im}(\tau) =$$

$$\sum_{j=1}^{J-1} \sum_{n=N-1}^1 \int_{\mu_j}^{\mu_{j-1}} \int_{E_{n+1}}^{E_n} n(z) \sigma^T(E) R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i) f^t(E', \mu') F^{-1}(E_m, \mu_i) \Phi_{mi}(\tau) d\mu' dE'$$

$F^{-1}(E_m, \mu_i)$ et $\Phi_{mi}(\tau)$ ne dépendent pas de E' et μ' , et peuvent sortir de l'intégrale. De même $n(z)$ et $\sigma^T(E)$. On pose (1-91):

$$\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i) = \left\{ \int_{\mu_j}^{\mu_{j-1}} \int_{E_{n+1}}^{E_n} R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i) f^t(E', \mu') d\mu' dE' \right\} \cdot F^{-1}(E_m, \mu_i)$$

De telle sorte qu'on a alors:

$$A_{im}(\tau) = \sum_{j=1}^{J-1} \sum_{n=N-1}^1 n(z) \sigma^T(E) \chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j) \cdot \Phi_{mi}(\tau) \quad (1-92)$$

$\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j)$ est un vecteur ligne de dimension 1×6 .

La nouvelle forme de $A_{im}(\tau)$ est une forme discrète mais qui, cette fois, tient compte de la continuité du flux. On s'est ramené à une forme semblable à celle contenue dans l'équation de Boltzman continue-discrète (1-84) en n'altérant pas la physique. Il nous reste à exprimer totalement χ , qui devient donc la véritable matrice de redistribution discrète.

On a vu, en 1-1-c, qu'il était possible de développer $R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j)$ en effectuant une séparation des variables. Alors, $R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j) f^t(E', \mu')$ peut se développer sous forme d'un vecteur (1-93):

$$[R(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j) f^t(E', \mu')]^t = \begin{vmatrix} \mu' \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}^2(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}^2(E') \\ \mu' \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \mu' \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \end{vmatrix}$$

Si bien qu'on obtient (1-94) :

$$\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_j) = \left\{ \begin{matrix} \int_{\mu_j}^{\mu_j-1} \int_{E_{n+1}}^{E_n} \\ \mu_j E_{n+1} \end{matrix} \right\} \begin{vmatrix} \mu' \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}^2(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}^2(E') \\ \mu' \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \text{Ln}(E') \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \mu' \\ \rho(\mu', \mu_j) \sigma(E', E_m) \end{vmatrix} d\mu' dE' \cdot F^{-1}(E_m, \mu_j)$$

Les intégrales peuvent se faire ligne à ligne. On pose (1-95):

$$Q_1 = \int_{E_{n+1}}^{E_n} dE' \sigma(E', E_m) \text{Ln}^2(E')$$

$$Q_2 = \int_{E_{n+1}}^{E_n} dE' \sigma(E', E_m) \text{Ln}(E')$$

$$Q_3 = \int_{E_{n+1}}^{E_n} dE' \sigma(E', E_m)$$

On pose également

$$P_{\mu} = \int_{\mu_j}^{\mu_j-1} \mu' p(\mu', \mu_i) d\mu' \quad \text{et} \quad P = \int_{\mu_j}^{\mu_j-1} p(\mu', \mu_i) d\mu' \quad (1-96).$$

Il suit l'expression finale de $\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i)$:

$$\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i) = \begin{vmatrix} P_{\mu} \cdot Q_1 \\ P \cdot Q_1 \\ P_{\mu} \cdot Q_2 \\ P \cdot Q_2 \\ P_{\mu} \cdot Q_3 \\ P \cdot Q_3 \end{vmatrix} \cdot \mathbb{F}^{-1}(E_m, \mu_i) \quad (1-97)$$

Nous avons mené ce cheminement en nous écartant des bords. Pour résoudre les problèmes de bord, l'hypothèse est faite, au delà de la grille d'énergie, d'une décroissance exponentielle du flux selon:

$$\Phi(\tau, E > E_1, \mu') = \Phi(\tau, E_1, \mu') \left(\frac{E}{E_1} \right)^{-\nu} \quad (1-98)$$

ν est un paramètre de décroissance ajustable.

Nous pouvons à présent décrire le fonctionnement du programme de calcul de la matrice de redistribution.

- Brève description du programme

Une fois lus le jeu utilisé de sections efficaces, et les grilles d'angle et d'énergie, nous interpolons les sections efficaces sur la grille de travail [sous-programme loss]. Puis nous nous plaçons en une énergie E_m donnée (en commençant par la plus élevée), et en un angle μ_i donné. Nous calculons ce qui y arrive depuis les énergies E_n supérieures et depuis tous les angles μ_j , en calculant successivement:

- La fonction de phase de collision élastique (équation 1-59) [sous-programme pitche].
- Les sections efficaces différentielles d'ionisation pour chacun des électrons primaire [sous programme epr], secondaire [esec], et la section efficace d'ionisation dissociative [evdisc] (équation 1-73). L'intégration de Q_1 , Q_2 , et Q_3 se fait dans ces sous programmes (équation 1-95).
- Intégration de P et P_{μ} [sous programme noiso] (équation 1-96).
- Calcul de \mathbb{F} , et inversion [sous programme mata] (équation 1-87).
- Déduction des $\chi(E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)$, composantes discrètes de $\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i)$ (équation 1-97).

Du fait qu'on traite des vecteurs, un élément $\chi (E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)$ possède des composantes dans différents vecteurs $\chi(E', \mu' \rightarrow E_m, \mu_i)$. Les sommations se font au fur et à mesure de l'itération, dont il serait fastidieux de donner le détail du jeu compliqué d'indices.

Le programme est exécuté une fois par espèce considérée. Tant que les grilles d'angles et d'énergies ne changent pas, il n'a pas à être relancé.

$\chi (E_n, \mu_j \rightarrow E_m, \mu_i)$ étant à présent connue, il est possible de résoudre l'équation de transport 1-84, où cette fois $A_{mj}(\tau)$ est correctement décrit par χ , dans le cas discret, au lieu de R , s'appliquant au cas continu. Avant d'expliquer le processus de ce calcul, nous allons faire quelques commentaires sur la matrice de redistribution.

- Remarques sur la matrice de redistribution.

1^{ère} remarque:

Nous avons décrit le calcul de la fonction de phase élastique, pour un cas de laboratoire, de diffusion approximativement en avant. Une diffusion en avant est simplement décrite par une fonction de Dirac, tandis qu'elle vaut 1/2, dans le cas d'une distribution isotropique.

La fonction de phase d'ionisation est calculée selon les mêmes formules. Elle ne présente donc pas de difficulté supplémentaire.

2^{ème} remarque:

D'autres modèles ont été construits, résolvant l'équation de transport. Le choix de développer le flux tel que présenté ici est spécifique au modèle de Strickland. Chez Stamnes, le problème de la discrétisation est traité d'une façon plus simple, mais peut être moins physique: à chaque énergie, on regarde combien de collisions sont nécessaires pour dégrader un électron à l'énergie discrète suivante. Puis on divise la section efficace totale par ce nombre, et c'est cette section efficace qui est utilisée dans toute cette boîte d'énergie.

3^{ème} remarque:

La matrice de redistribution χ se décompose en termes purement élastiques, en termes purement inélastiques, et en termes mélangés. Ces derniers sont issus de sauts d'une énergie sur elle-même, d'un angle sur lui-même, ou encore de la création d'un électron secondaire. La figure 1-5 illustre cette situation.

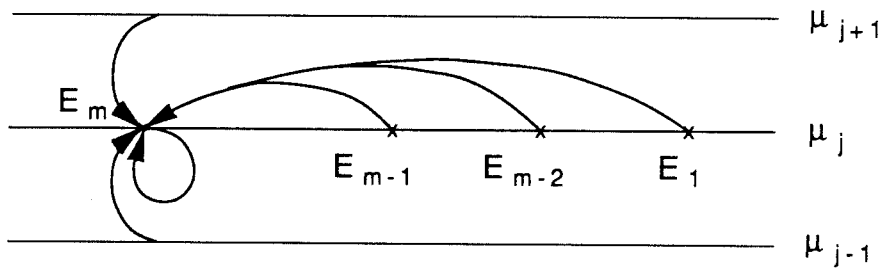


Figure 1-5: Les électrons à un état E_m, μ_j sont issus de dégradations de boîtes d'énergies supérieures ou égales, et de boîtes d'angles différentes ou non.

4ème remarque:

Donnons l'exemple simple d'un cas à quatre angles (figure 1-6). On note (a→b) le passage de l'angle a à l'angle b.

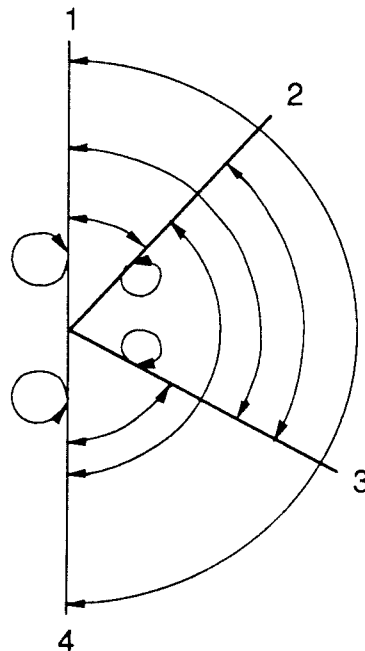


Figure 1-6: Symétries des transitions dans le cas à quatre angles.

La matrice de redistribution à une énergie donnée s'écrit:

$$\begin{vmatrix} (1 \rightarrow 1) & (2 \rightarrow 1) & (3 \rightarrow 1) & (4 \rightarrow 1) \\ (1 \rightarrow 2) & (2 \rightarrow 2) & (3 \rightarrow 2) & (4 \rightarrow 2) \\ (1 \rightarrow 3) & (2 \rightarrow 3) & (3 \rightarrow 3) & (4 \rightarrow 3) \\ (1 \rightarrow 4) & (2 \rightarrow 4) & (3 \rightarrow 4) & (4 \rightarrow 4) \end{vmatrix}$$

Mais nous avons les équivalences suivantes, du point de vue de la symétrie géométrique de la transition:

$$(1 \rightarrow 1) \Leftrightarrow (4 \rightarrow 4) \quad (2 \rightarrow 1) \Leftrightarrow (3 \rightarrow 4) \quad (3 \rightarrow 1) \Leftrightarrow (2 \rightarrow 4) \quad (4 \rightarrow 1) \Leftrightarrow (1 \rightarrow 4)$$

$$(1 \rightarrow 2) \Leftrightarrow (4 \rightarrow 3) \quad (2 \rightarrow 2) \Leftrightarrow (3 \rightarrow 3) \quad (3 \rightarrow 2) \Leftrightarrow (2 \rightarrow 3) \quad (4 \rightarrow 2) \Leftrightarrow (1 \rightarrow 3)$$

Il suffit donc de calculer la demi matrice supérieure.

γ) Calcul du flux stationnaire d'électrons:

- Expression de la fonction de pertes continues.

Cette fonction intervient dans l'équation de transport, et sert à modéliser les forces externes (équation 1-3). Mais elle est également utilisée dans le calcul de l'énergie cédée par les primaires aux thermiques (voir chapitre 4). Son expression est (1-100)

$L(E) = - \frac{1}{N_e} \frac{\partial E}{\partial x}$, où x représente le parcours de l'électron d'énergie E .

La dérivée temporelle de l'énergie, représentant le taux de perte d'énergie d'une particule dans un plasma thermique a été correctement dérivée de l'équation des pertes de Itikawa et Aono [1966] par Schunk et Hays [1971]. son expression est (1-101):

$$- \frac{1}{N_e} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\omega_p^2 e^2}{N_e v} \left\{ \begin{array}{ll} \text{Ln} \left(\frac{mv^3}{\gamma e^2 \omega_p} \right) & \text{pour } kT \ll E < \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \\ \text{Ln} \left(\frac{2\pi mv^2}{h\omega_p} \right) & \text{pour } E > \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \end{array} \right.$$

e , m , et v sont respectivement la charge, la masse, et la vitesse de l'électron; h représente la constante de Plank et γ la constante d'Euler; ω_p est la fréquence de plasma. Le rapport $\frac{me^4}{2(h/2\pi)^2}$ vaut 13,57 eV. Le temps est représenté par la lettre t , et on a:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} v = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2E}{m} \right)^{1/2} \quad (1-102)$$

En considérant que $E = \frac{1}{2} mv^2$ et que la fréquence de plasma vaut $\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m}$,

il vient (1-103):

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = \frac{4\pi e^4 N_e}{(2mE)^{1/2}} \left| \begin{array}{l} \text{Ln} \left(\frac{(2E)^{3/2}}{(m)^{1/2} \gamma e^2 \omega_p} \right) \quad \text{pour } kT \ll E < \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \\ \text{Ln} \left(\frac{2E}{(h/2\pi)\omega_p} \right) \quad \text{pour } E > \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \end{array} \right.$$

soit (1-104):

$$L(E) = \frac{2\pi e^4}{E} \left| \begin{array}{l} \text{Ln} \left(\frac{(2E)^{3/2}}{(m)^{1/2} \gamma e^2 \omega_p} \right) \quad \text{pour } kT \ll E < \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \\ \text{Ln} \left(\frac{2E}{(h/2\pi)\omega_p} \right) \quad \text{pour } E > \frac{me^4}{2(h/2\pi)^2} \end{array} \right.$$

La fonction $L(E)$ sera examinée en détail lors de la discussion de la fonction de pertes, au prochain alinéa (1-2-b- δ). Cependant, dans les deux cas précédents, son expression peut s'écrire:

$$L(E) = a \frac{\text{Ln}(E)}{E} + \frac{b}{E} \quad (1-105)$$

Pour calculer les valeurs numériques, nous passons du système CGS au système CeVS, dans lequel les distances sont exprimées en cm, le temps en secondes et les énergies en eV. Le passage d'un référentiel à l'autre se fait au moyen du rapport $r=1,6 \cdot 10^{-12}$ erg/eV. Le tableau (1-1) donne les principales valeurs utilisées dans chacun d'entre eux. Dans les deux référentiels, nous avons la relation:

$$\omega_p = 5,64 \cdot 10^4 (N_e)^{1/2} \quad (1-106)$$

qui nous permet d'écrire pour la dérivée temporelle de l'énergie (1-107):

$$-\frac{\partial E}{\partial t} = 7.7 \cdot 10^{-6} \frac{N_e}{(E)^{1/2}} \left| \begin{array}{l} \text{Ln} (2,53 \cdot 10^{10} (\frac{E^3}{N_e})^{1/2}) \text{ pour } kT \ll E < 13,57 \text{ eV} \\ \text{Ln}(5,38 \cdot 10^{10} \frac{E}{(N_e)^{1/2}}) \text{ pour } E > 13,57 \text{ eV} \end{array} \right.$$

soit, pour ce qui concerne la fonction de pertes (1-108):

$$L(E) = \frac{1.3 \cdot 10^{-13}}{E} \left| \begin{array}{l} \text{Ln} (2,53 \cdot 10^{10} (\frac{E^3}{N_e})^{1/2}) \text{ pour } kT \ll E < 13,57 \text{ eV} \\ \text{Ln} (5,38 \cdot 10^{10} \frac{E}{(N_e)^{1/2}}) \text{ pour } E > 13,57 \text{ eV} \end{array} \right.$$

Si nous insistons sur cette forme, c'est qu'elle conditionne une grande partie de la résolution numérique. De l'expression ci-dessus de $L(E)$, nous tirons la dérivée :

$$\frac{\partial L(E)}{\partial E} = -\frac{L(E)}{E} + \frac{a}{E^2} \quad (1-109)$$

Nous pouvons négliger le second terme (a est de l'ordre de 10^{-13}). Alors, il vient:

$$\frac{\partial(\Phi(z, E, \mu)L(E))}{\partial E} = L(E) \left[\frac{\partial \Phi(z, E, \mu)}{\partial E} - \frac{\Phi(z, E, \mu)}{E} \right] \quad (1-110)$$

	CGS	CeVS
Cte de Boltzman k	1,3807 10 ⁻¹⁶ erg.K ⁻¹	8,61 10 ⁻⁵ eV.K ⁻¹
Masse de l'électron	9,11 10 ⁻²⁸ erg.cm ⁻² .s ²	5,69 10 ⁻¹⁶ eV.cm ⁻² .s ²
Charge de l'électron	4,8 10 ⁻¹⁰ erg ^{1/2} . cm ^{1/2}	3,79 10 ⁻⁴ eV ^{1/2} . cm ^{1/2}
h/2π	1,055 erg.s	6,59 eV.s

Tableau 1- 1: passage des unités CGS aux unités CeVS. Le rapport de passage est $\tau = 1,6 \cdot 10^{-12}$ erg/eV

- Principe du programme: séparation des termes et utilisation de la fonction source.

Nous allons une fois encore transformer l'écriture de l'équation de transport. Le but de cette manipulation est d'arriver à la forme suivante:

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial \tau(z, E)} = -\Phi(\tau, E, \mu) d(\tau, E, \mu) + c(\tau, E', \mu') \quad (1-111)$$

de façon à pouvoir utiliser une méthode d'intégration optimisée, dite "prédicteur-correcteur du second ordre". Cette méthode consiste à prévoir $c(E', \mu')$, à intégrer 1-111, et corriger en itérant pour avoir l'égalité, à un seuil de précision près. Elle utilise une routine d'intégration optimisée par le Naval Research Laboratory (Méthode SAIM), qui intègre des systèmes différentiels du premier ordre, pour autant qu'on puisse les ramener à une structure du type:

$$\frac{\partial \xi_i}{\partial \psi} = \text{Production} - \text{Pertes} \quad (1-112)$$

où les couplages entre les différents ξ_i ont lieu au travers des termes de production et de pertes (Structure Stiff). Cette méthode sera expliquée dans l'annexe 1.

Cette nouvelle écriture va dépendre de l'écriture de la fonction de pertes continues $L(E)$ dont on a vu qu'elle peut s'écrire sous la forme :

$$L(E) = a \frac{\ln(E)}{E} + \frac{b}{E} \quad (1-113)$$

avec a très inférieur à l'énergie minimum considérée.

Alors, la dérivée de $L(E) \cdot \Phi(\tau, E, \mu)$ est aisément factorisable selon:

$$\frac{\partial [L(E)\Phi(\tau, E, \mu)]}{\partial E} = L(E) \left\{ \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial E} - \frac{\Phi(\tau, E, \mu)}{E} \right\} \quad (1-114)$$

Revenons à présent à l'écriture continue-discrète de l'équation de transport (1-115):

$$\mu_i \frac{\partial \Phi_{mi}(\tau)}{\partial \tau_m(z)} = -\Phi_{im}(\tau) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} \frac{\partial}{\partial E} \{L(E_m) \Phi_{mi}(\tau)\} + S_{mi} +$$

$$\frac{1}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} \left\{ \sum_l \sum_{j=1}^J \sum_{n=N}^m n_l(z) \sigma_{l|}^T(E_m) R_{ijmn}^I \Phi_{nj}(\tau) \right\}$$

En écrivant simplement la dérivée du flux comme un rapport de différences au premier ordre:

$$\frac{\partial \Phi_{mi}(\tau)}{\partial E} = \frac{\Phi_{mi}(\tau) - \Phi_{m-1;i}(\tau)}{E_m - E_{m-1}} \quad (1-116)$$

et en utilisant 1-114, on peut mettre le flux en facteur (1-117):

$$\mu_i \frac{\partial \Phi_{mi}(\tau)}{\partial \tau_m(z)} = -\Phi_{im}(\tau) \left[1 + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} L(E_m) \left\{ \frac{1}{E_m} + \frac{1}{E_{m-1} - E_m} \right\} - \frac{\sum_l n_l(z) \sigma_{l|}^T(E_m) R_{iimm}^I \Phi_{ij}(\tau)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} \right]$$

+

$$\left[S_{mi} + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} L(E_m) \left\{ \frac{\Phi_{m-1;i}(\tau)}{E_{m-1} - E_m} \right\} + \frac{\sum_l \sum_{j \neq i \text{ ou } n \neq m} n_l(z) \sigma_{l|}^T(E_m) R_{ijmn}^I \Phi_{nj}(\tau)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} \right]$$

C'est bien la forme attendue 1-111.

Le terme
$$\frac{n_l(z) \sigma_l^T(E_m)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)}$$
 est parfois appelé albédo pour l'espèce

considérée (Rees et al, 1969). Il est encore appelé chez Strickland le rapport de mélange.

Il nous reste à franchir un dernier pas, qui va montrer quel usage est fait de la fonction source $S_{mi}(\tau)$. Pour cela, nous ré-écrivons le terme c:

$$c(\tau) = c_1(\tau) + c_2(\tau) + c_3(\tau) \quad (1-118)$$

avec:

$$c_1(\tau) = \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)} L(E_m) \left\{ \frac{\Phi_{m-1;i}(\tau)}{E_{m-1}-E_m} \right\}$$

$$c_2(\tau) = S_{mi} + \frac{\sum_l \sum_j \sum_{E_n > E_m} n_l(z) \sigma_l^T(E_m) R^{lijmn} \Phi_{nj}(\tau)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)}$$

$$c_3(\tau) = \frac{\sum_l \sum_{j \neq i} n_l(z) \sigma_l^T(E_m) R^{lijmm} \Phi_{mj}(\tau)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E_m)}$$

Dans le terme c_3 , on trouve ce qui est seulement issu de variations angulaires, tandis que le terme c_2 regroupe, sur tous les angles, ce qui vient d'énergies strictement supérieures, en plus de la source directe.

Cette écriture permet de considérer, à chaque énergie, le terme c_2 comme le véritable terme de source. Les calculs s'en trouvent simplifiés: à chaque itération, la fonction de source directe $S_{mi}(\tau)$ se trouve incrémentée du terme complémentaire pour devenir $c_2(\tau)$.

Nous pouvons à présent décrire le fonctionnement du programme de calcul du flux stationnaire.

- Brève description du programme
 - Lecture des paramètres d'entrée: paramètres d'atmosphère neutre, sections efficaces, paramètres d'intégration, grilles d'énergie, d'altitude, d'angle, flux précipité, production primaire si nécessaire, et coefficients de la matrice de redistribution.
 - Calcul de l'atmosphère neutre (modèle MSIS).
 - Calcul du rapport de mélange.
 - Calcul du flux primaire.
 - **Boucle sur les énergies, en commençant par la plus élevée.**
 - Initialisation du flux descendant à l'altitude la plus haute aux valeurs du flux précipité (1.10^{-5} en cas de photo-ionisation solaire). Tous les autres flux sont initialisés à 1.10^{-5} .
 - Calcul de la fonction de perte $L(E)$ (équation 1-104).
 - Séparation en deux parties de l'équation de transport (équation 1-117).
 - Résolution de l'équation:

Le sous-programme prédicteur-correcteur s'appelle depec. Les itérations se font trois fois successivement vers le bas puis vers le haut (Sous programmes derivd et derivu). Elles se terminent par une itération vers le bas.

Le flux stationnaire est déduit de la résolution par intégration de l'équation (sous programmes integd et integu) à chaque itération pour servir de condition initiale à l'itération suivante. Le terme de source se trouve incrémenté comme montré à l'équation 1-118.

A chaque passage, le flux diffusé vers le bas (vers le haut) est stocké dans la boîte correspondante (Φ_{down} ou Φ_{up}), pour servir de condition initiale à l'itération suivante.
 - **Fin de la boucle.**
 - Calcul des différentes informations issues du flux stationnaire et détaillées en 1-1-c.

- Remarques sur la résolution de l'équation de transport.

1^{ère} remarque:

C'est une remarque d'ordre général. On aura peut-être observé que dans le calcul de la matrice de redistribution, l'idée est, à une énergie donnée, de regarder ce qui y arrive. Dans la résolution de l'équation de transport, elle est, à une énergie donnée, de regarder ce qui en part.

2^{ème} remarque:

L'écriture adoptée de l'équation, avec une forme continue pour les altitudes ou la profondeur de collision peut rendre confus le passage d'une altitude à une autre. Ce passage se fait lors de l'intégration de l'équation (integd ou integu): si on se place en z_1 chacun des termes c_1 , c_2 , et c_3 est calculé à cette altitude. La déposition à l'altitude z_2 intervient dans le terme de

dérivée $\frac{\partial \Phi_{mi}(\tau)}{\partial \tau_m(z)}$.

Stamnes a procédé différemment. Ce que Strickland fait pour les énergies et les angles, Stamnes le fait pour les altitudes [Stamnes et Conklin, 1984]: chaque couche d'atmosphère est découpée en tranches, dans lesquelles le flux est interpolé selon une exponentielle décroissante. Les conditions aux limites sont la continuité entre deux couches, le flux précipité au sommet, et un flux nul à l'altitude la plus basse.

3^{ème} remarque:

Les temps de calcul sont représentés figure 1-7, en fonction du nombre de boîtes d'énergies, et pour un nombre variable de boîtes d'angles. Ils s'entendent sans aucune sortie, ni impression ni dessin. Pour nous affranchir quelque peu de la vitesse de calcul d'un ordinateur en particulier, nous avons représenté le rapport entre le temps T_{exec} d'exécution et le temps T_0 d'exécution pour 30 énergies et 2 angles. Ainsi, le calcul de la matrice R s'effectue en 43,2 secondes pour 30 énergies et 2 angles, tandis qu'il est de 26mn 19 s dans le cas de 50 énergies et 10 angles, sur le BULL SPS9. Dans les mêmes conditions, le calcul du flux stationnaire prend respectivement 39 secondes et 32 mn 25 s. Ces temps sont mesurés pour 40 altitudes. Passer à 80 altitudes revient multiplier le temps de calcul du flux stationnaire, par 1,8. Le calcul de la production primaire s'effectue en environ 3 secondes pour 40 altitudes. Ces programmes ont été vectorisés sur CONVEX C-2/0 par M. Dautriche, du CRPE. Les gains en temps de calcul sont d'un facteur 20 pour le calcul de la matrice R à 100 pour le calcul du flux stationnaire.

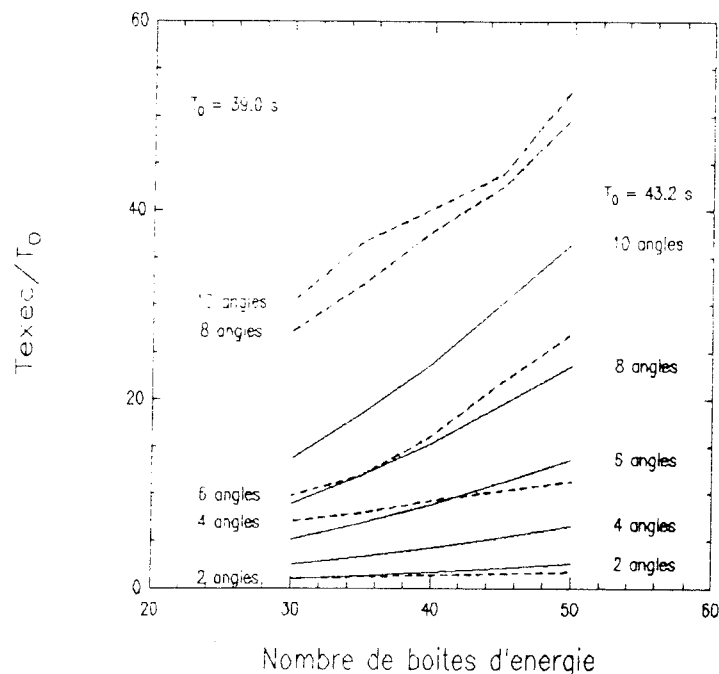


Figure 1-7 : Temps de calcul de la matrice de redistribution et du flux stationnaire d'électrons en fonction du nombre de boîtes d'énergies et d'angles. En traits pleins, nous avons tracé le temps de calcul de la matrice de redistribution, sur des réalisations dont le nombre d'angles et le temps d'exécution T_0 sont écrits à droite des courbes. En pointillés, nous avons tracé le temps de calcul du flux stationnaire d'électrons, sur des réalisations dont le nombre d'angles et le temps d'exécution T_0 sont écrits à gauche des courbes.

δ) Discussion de la fonction de pertes:

L'équation 1-104 en donne deux expressions, selon que $kT \ll E < \frac{me^4}{2(h/2\pi)}$
 ou $E > \frac{me^4}{2(h/2\pi)}$ ($\frac{me^4}{2(h/2\pi)} \approx 13.7 \text{ eV}$).

Pour des hautes températures électroniques cependant, cette formulation cesse d'être valide, la condition $kT \ll E$ ne l'étant plus. On rappelle que l'énergie associée à un électron de 1 K est $8,61 \cdot 10^{-5} \text{ eV}$, et qu'un électron de 1161 K possède une énergie de 0,1 eV. Swartz et al [1971] proposent dans ce cas la formulation suivante:

$$L(E) = \frac{3.37 \cdot 10^{-12}}{E^{0.94} N_e^{0.03}} \left\{ \frac{E-E_e}{E-0.53E_e} \right\}^{2.36} \quad (1-119)$$

E_e est l'énergie thermique, exprimée en eV. Elle vaut donc simplement $8,61 \cdot 10^{-5} T_e$. La figure 1-8 page suivante, montre une comparaison entre les deux expressions, pour deux densités électroniques, (10^6 et 10^5 cm^{-3}), et pour trois températures différentes, de la gauche vers la droite égales à 500, 1000, et 2500 K. Nous y avons tracé une comparaison entre les dérivées $\frac{dE}{dt}$ d'une part, telle que montrée dans Swartz et al [1971], et une comparaison entre fonctions de pertes. Au dessus d'environ 4 eV, ces fonctions s'épousent parfaitement. L'erreur relative entre les deux expressions ne devient supérieure à 10% qu'au dessous de 3 eV. Tant que nous ne nous intéressons qu'aux phénomènes d'excitation ou d'ionisation - comme ce sera le cas au chapitre 3-, la formule 1-104 reste valable. En effet, les seuils considérés sont de l'ordre de la dizaine d'électron-volts. Par contre, si nous voulons descendre plus bas en énergie -comme nous allons le faire au chapitre 4-, il est plus rigoureux d'utiliser 1-119.

Comme la forme de la résolution de l'équation de transport dépend de l'écriture 1-117, nous allons ré-écrire la formule correcte sous une forme intégrable au modèle. Ainsi, la formule juste pour des hautes températures peut s'écrire :

$$L(E) = A(E) \frac{\ln(E)}{E} + \frac{B(E)}{E} \quad (1-120)$$

avec

$$B(E) = \frac{3.37 \cdot 10^{-12}}{2N_e^{0.03}} E^{0.06} \left\{ \frac{E-E_e}{E-0.53E_e} \right\}^{2.36}$$

$$A(E) = \frac{B(E)}{\ln(E)}$$

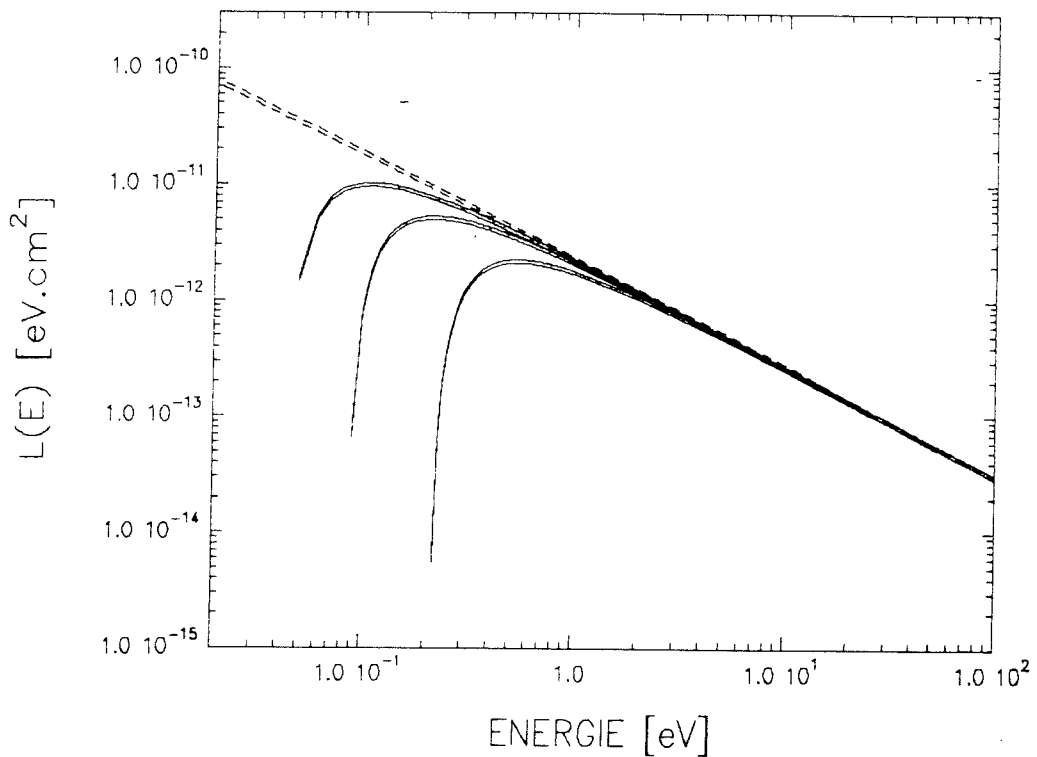
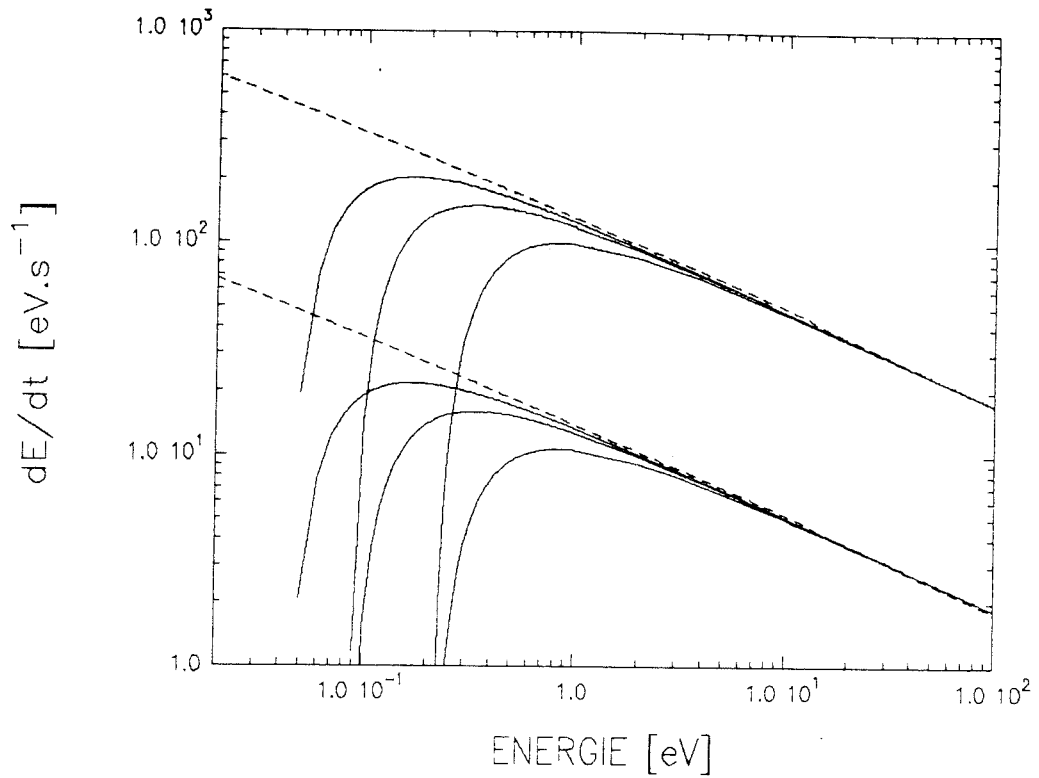


Figure 1-8 : Comparaison des deux expressions de la fonction de pertes. En pointillés, nous avons tracé la fonction de pertes indépendante de la température. Les courbes en trait pleins correspondent à la fonction de pertes correcte à basse énergie, pour des températures qui sont, de gauche à droite, 500 K, 1000 K, et 2500 K. Dans chaque case, les courbes du haut sont calculées pour une densité électronique de 10^6 cm^{-3} et celles du dessous pour une densité électronique de 10^5 cm^{-3} . La case du haut représente la variation temporelle de l'énergie, telle que publiée dans Swartz et al, [1971]. La case du bas représente la comparaison sur la grandeur utile dans nos programmes, la fonction de pertes continues.

Nous devons écrire les dérivées. Dans chaque cas, nous faisons apparaître A(E), B(E), et L(E):

$$\frac{\partial B(E)}{\partial E} = B(E) \left\{ \frac{0.06}{E} + \frac{1.1092 E_e}{(E-E_e)(E-0.53E_e)} \right\} \quad (1-121)$$

$$\frac{\partial A(E)}{\partial E} = \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{B(E)}{\ln(E)} \right) \text{ implique:}$$

$$\frac{\partial A(E)}{\partial E} = A(E) \left\{ \frac{0.06}{E} + \frac{1.1092 E_e}{(E-E_e)(E-0.53E_e)} - \frac{1}{E \ln(E)} \right\} \quad (1-122)$$

Comme nous avons $L(E) = A(E) \frac{\ln(E)}{E} + \frac{B(E)}{E}$, il vient:

$$\frac{\partial L(E)}{\partial E} = \frac{\ln(E)}{E} \frac{\partial A(E)}{\partial E} + \frac{1}{E} \frac{\partial B(E)}{\partial E} + \frac{A(E)}{E^2} - \frac{L(E)}{E} \quad (1-123)$$

Dans le cas où A et B sont constants, on retrouve la formule 1-109. Sinon, en incorporant les valeurs des dérivées de A et B, on trouve:

$$\frac{\partial L(E)}{\partial E} = L(E) \left\{ \frac{-0.94}{E} + \frac{1.1092 E_e}{(E-E_e)(E-0.53E_e)} \right\} \quad (1-124)$$

Nous pouvons déduire (1-125):

$$\frac{\partial [L(E)\Phi(\tau, E, \mu)]}{\partial E} = L(E) \left\{ \frac{\partial \Phi(\tau, E, \mu)}{\partial E} - \frac{\Phi(\tau, E, \mu)}{E} \left[\frac{-0.94}{E} + \frac{1.1092 E_e}{(E-E_e)(E-0.53E_e)} \right] \right\}$$

On constate que cette expression est très proche de (1-104), lorsque A et B étaient constants. La modification de programme consistant simplement à ajouter le terme

$\left[\frac{-0.94}{E} + \frac{1.1092 E_e}{(E-E_e)(E-0.53E_e)} \right]$. Son utilisation impose cependant la connaissance de la température électronique, comme variable supplémentaire du système.

Nous avons jusqu'à présent examiné la théorie de l'équation de transport, et détaillé l'outil numérique qui permet sa résolution. Dans la prochaine section, nous allons tester cet outil sous un angle purement technique, c'est à dire en regardant ce que des modifications de paramètres d'entrée changent aux résultats. Cette étape franchie, il sera temps de confronter ce modèle aux mesures.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

CHAPITRE 2: ETUDE DU MODELE NUMERIQUE.

Introduction

2-1) Modèle d'atmosphère neutre.

2-2) Production primaire.

- a) Sections efficaces de photo-absorption et flux solaire.
- b) Production primaire.

2-3) Influence des paramètres internes du modèle.

Introduction : flux théorique pour cette étude.

- a) Influence de la grille d'énergie.
- b) Influence de la grille d'angles.
- c) Influence de la fonction de redistribution angulaire.
- d) Influence de la grille d'altitudes.

2-4) Influence des paramètres physiques d'entrée.

- a) Sections efficaces de collisions: comparaison de différents jeux sur les résultats en flux stationnaire.
- b) Modèle d'atmosphère neutre: influence de la variation de N_2, O_2, O .

2-5) Test et validation du modèle

- a) Comparaison avec un modèle de déposition (Tangle).
- b) Calcul de la conservation d'énergie.
- c) Comparaison du flux calculé et mesuré par roquette.
- d) Comparaison de N_e calculée et mesurée par radars (ARCAD).

2-6) Conclusion de la première partie.



Introduction

Au cours du premier chapitre, nous avons décrit en détail un modèle numérique de résolution de l'équation de transport. Ce modèle a été écrit par D.J. Strickland [Strickland et al, 1976; Jasperse et Strickland, 1981], et pour la partie concernant la photo-absorption, par E.S. Oran [Oran et Strickland, 1978]. L'ensemble du modèle se compose de trois programmes. Celui qui calcule le flux d'électrons primaires créés par photo-ionisation s'appelle "prime". Il est indépendant des autres, sauf pour ce qui est des paramètres d'atmosphère neutre. Le programme "rmat" calcule les coefficients de la matrice de redistribution, dont le programme "photo" se sert pour le calcul du flux stationnaire d'électrons. Ces programmes ont été décrits dans les articles cités, et une version en a été rapportée des Etats-Unis vers la France et la Belgique par W. Kofman et J. Wisenberg.

Après les avoir implantés sur les ordinateurs du CEPHAG et de l'Institut d'Aéronomie Spatiale de Bruxelles, le premier travail a été de comparer leurs sorties avec les sorties publiées par Strickland et Oran. Ces comparaisons ont été satisfaisantes, et ont donné lieu à un rapport technique dans chaque institut [Wisenberg et al, 1987; Wisenberg et al, 1989]. Elles se sont pourtant heurtées au fait que les entrées utilisées par Strickland et Oran ne nous étaient pas connues. Elles nous ont permis de vérifier que nos versions sont plus ou moins conformes au modèle original. Nous allons dans ce chapitre discuter les résultats de tests qui permettent de comprendre l'utilisation du modèle, et de le valider.

Il s'agit d'une part de savoir de quelle façon le modèle numérique est sensible à des variations de paramètres internes -c'est à dire principalement à des modifications des grilles d'énergie, d'angle, et d'altitude- ainsi qu'à des paramètres externes, qui sont le modèle d'atmosphère neutre, ou le jeu de sections efficaces de collisions. Cet ensemble de tests se fera à partir d'une exécution témoin. Le flux précipité le plus "naturel" à utiliser est un flux maxwellien, à la fois simple et pas trop éloigné des phénomènes physiques [Rees, 1963; Stamnes, 1978].

D'autre part, la validation du modèle se fait sur plusieurs tests: le test physique du calcul de la conservation de l'énergie; la confrontation à des modèles éprouvés; enfin et surtout la confrontation à la mesure. C'est l'ensemble de ces tests que nous nous proposons de discuter ici.

2-1) Modèle d'atmosphère neutre.

Dans le calcul de la production primaire comme dans celui du flux stationnaire d'électrons interviennent les densités des constituants de l'atmosphère neutre, et sa température. Le modèle actuellement le plus utilisé est le modèle MSIS [Hedin et al, 1977; Hedin 1983]. Nous l'avons donc substitué au modèle Jacchia plus ancien, initialement implanté dans nos programmes [Jacchia, 1970]. Nous montrons sur la figure 2-1 une comparaison des deux modèles, pour une même température exosphérique. Pour cette comparaison, les paramètres d'atmosphère utilisés sont ceux du 22 Juin 1977 à 15 heures, correspondant à une activité solaire moyenne. Le flux à 10,7 nm vaut 155, comme le flux moyen. L'indice Kp utilisé par Jacchia vaut 27, et l'indice Ap utilisé par MSIS vaut 21. La température exosphérique donnée par MSIS et imposée à Jacchia est de 1321 K. On retrouve sur la courbe les principales différences déjà signalées par d'autres auteurs [Hedin et al, 1977], à savoir une densité d'oxygène surestimée par Jacchia par rapport à MSIS au dessus

de 200 km, et une température neutre plus élevée autour de 200 km. Il est notable que la densité d'oxygène fournie par le modèle MSIS est aujourd'hui souvent remise en cause aux hautes latitudes, et divisée par un facteur pouvant aller jusqu'à 2 [Solomon, 1987; Rees et al, 1988].

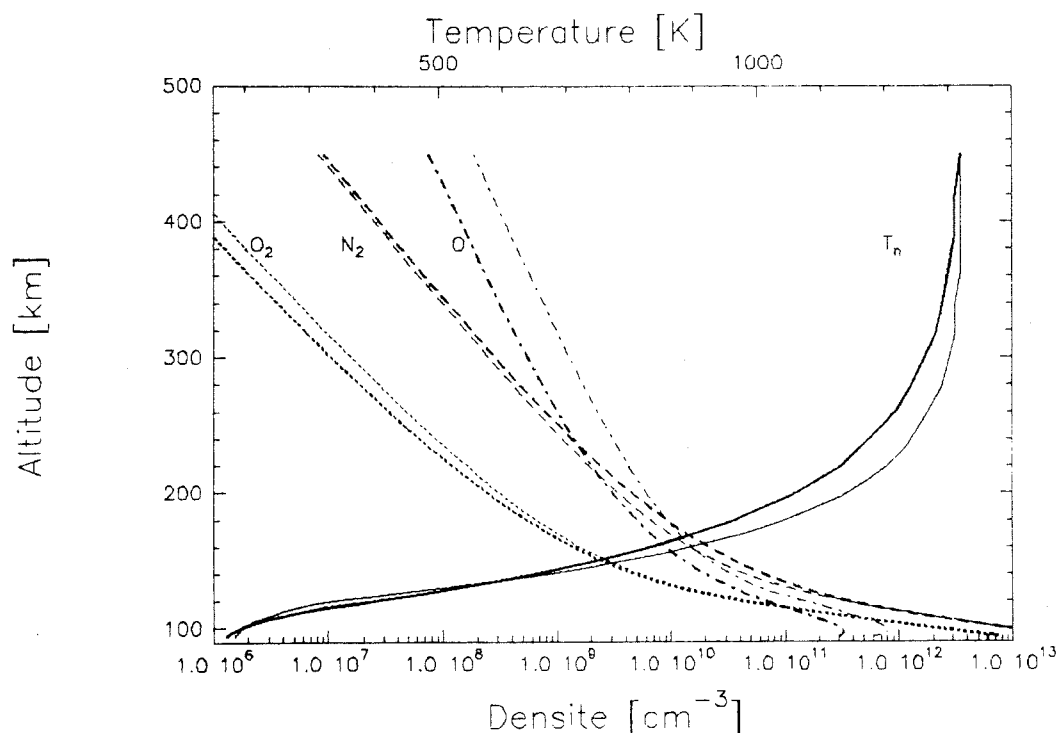


Figure 2-1 : Comparaison des modèles MSIS et Jacchia d'atmosphère neutre. Le modèle MSIS est représenté en traits fins, et le modèle Jacchia en traits fins.

De façon à pouvoir fixer la température exosphérique, une modification avait été apportée sur le modèle MSIS [Kofman, communication personnelle]. Il s'agissait d'itérer sur le flux à 10,7 nm, fixé alors égal à sa moyenne. Nous avons apporté une seconde modification, qui consiste à commencer l'itération sur A_p . Ainsi, dans les mêmes conditions que ci-dessus, nous comparons les deux types d'itération sur la figure 2-2. Nous imposons une température exosphérique de 1100 K. L'itération sur $f_{10,7}$ seul lui donne une valeur finale de 103. L'itération double fournit $f_{10,7}=125$ et $A_p=0,7$. L'itération double modifie très peu N_2 et la température neutre, agit peu sur O, et influence prioritairement O_2 aux hautes altitudes, là où il est peu abondant. Par contre, elle donne des valeurs de A_p peu plausibles. Par la suite, nous utiliserons donc systématiquement le modèle MSIS, avec itération sur le seul $f_{10,7}$, si nécessaire.

Nous négligerons également l'hydrogène, en faible abondance aux altitudes considérées, et l'hélium, peu abondant et de sections efficaces de collisions plus faibles que pour les autres constituants.

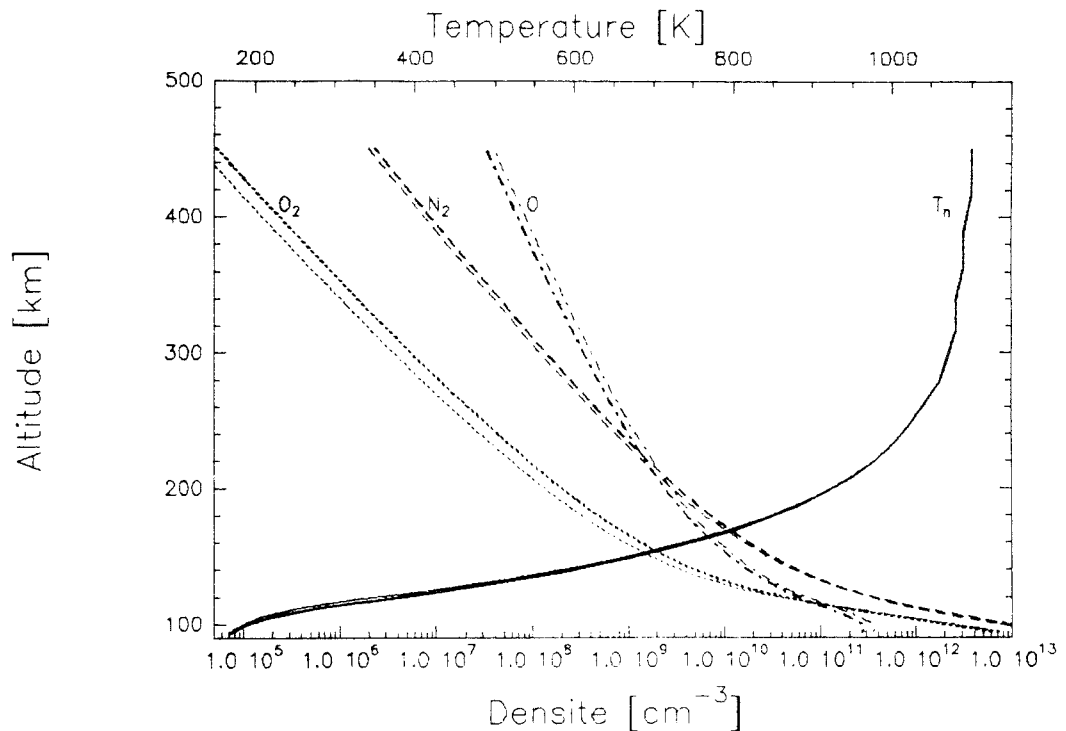


Figure 2-2 : Deux itérations différentes pour ajuster la température exosphérique: Les courbes en traits gras représentent le calcul en itérant seulement sur $f_{10,7}$ tandis que pour tracer les courbes en trait fin, nous avons itéré à la fois sur A_p et sur $f_{10,7}$.

2-2) Production primaire.

2-2-a) Sections efficaces de photo-absorption et flux solaire.

Les sections efficaces pour la photo-ionisation et la photo-absorption de O_2 , N_2 , et O , et la photo-ionisation dissociative de N_2 et O_2 sont issues de Kirby et al, 1979. Elles sont représentées pour les trois constituants sur les figures 2-3a, 2-3b, et 2-3c. Il sera intéressant pour la suite de l'étude de remarquer qu'elles sont grossièrement maximum autour de 50 nm.

Nous avons également implanté les flux solaires mesurés par le satellite Atmosphere Explorer pendant des conditions solaires minimum et maximum [Hintereger, 1981; Hintereger et Katsura, 1981]. Ces flux ont été tabulés puis modifiés par Torr et Torr [1985] en 37 valeurs décrivant le spectre de 12,02 eV à 247 eV. Lorsque l'émission est due à une raie importante ($Ly \alpha, \dots$), les valeurs de ces raies discrètes sont données. Sinon, ces auteurs donnent le flux moyen dans un intervalle d'énergie. Dans les calculs ultérieurs, nous attribuerons la valeur de ces flux au milieu de cet intervalle. Les caractéristiques d'atmosphère de ces deux flux sont $f_{10,7}=68$ pour le minimum solaire, référencé sous SC#21REFW et $f_{10,7}=243$ pour les conditions agitées, référencé sous F79059N.

Nous avons, de plus, considéré un troisième flux, composé de la moyenne arithmétique des deux précédents, de façon à pouvoir utiliser nos modèles dans des conditions d'activité solaire moyenne ($f_{10,7} = 155$).

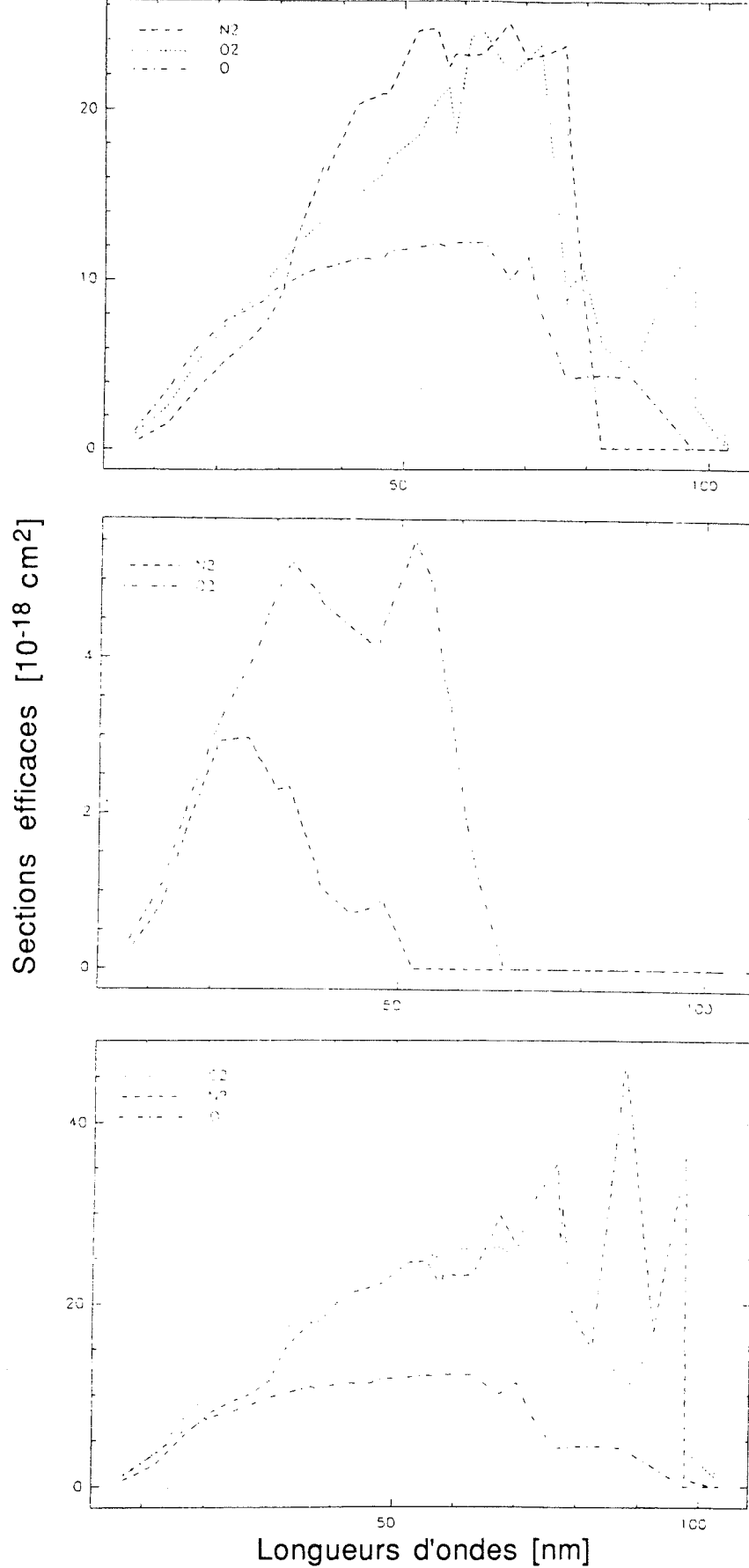


Figure 2-3 : Sections efficaces utilisées pour le calcul de la production d'électrons primaires. La figure a, case supérieure, montre les sections efficaces de photo-ionisation de N_2 , O_2 et O ; la figure b du centre, les sections efficaces de photo-ionisation dissociative de N_2 et O_2 ; la figure c, case inférieure, montre les sections efficaces de photo-absorption de N_2 , O_2 et O .

Ces trois flux sont représentés sur la figure 2-4. Sur cette figure, nous avons également tracé le flux initialement utilisé par E.S. Oran, [1978], plus ancien, et d'amplitude généralement plus faible que le flux SC#21REFW.

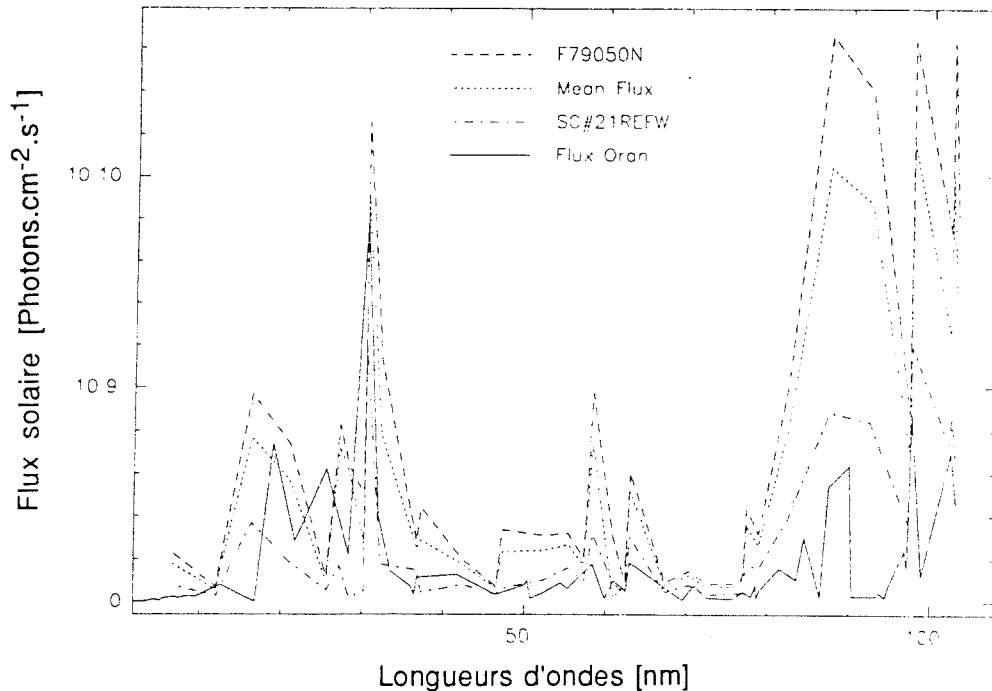


Figure 2-4 : Divers flux solaires. Le flux référencé SC#21REFW correspond à une activité solaire minimum, F79050N à une activité solaire maximum. Nous avons également tracé en points le flux moyen issu de la moyenne arithmétique des deux précédents (Mean Flux), et en trait plein le flux initial utilisé par E.S. Oran.

2-2-b) Etude de la production primaire.

La figure 2-5 représente la production d'électrons primaires déduite des quatre flux solaires précédents par la résolution de l'équation 1-27. Deux groupes de productions y sont tracés, correspondant à gauche à un angle solaire zénithal de 90°, et à droite à un angle solaire zénithal de 0°. Nous comparons ces calculs avec les calculs de Mantas [1973], pour la même température exosphérique. Les différences observées sont dues à la différence de flux solaire, et de sections efficaces utilisés. Ainsi, le meilleur accord est obtenu avec le flux le plus ancien.

Pour déterminer l'origine du pic secondaire de production vers 110 km, nous avons étudié l'altitude de déposition des raies discrètes d'énergie.

La figure 2-6 montre la déposition de quatre raies décrivant le spectre pour un angle zénithal de 40 degrés, et un flux moyen. On voit que la ligne à 12,69 eV, intense, se dépose vers 110 km. En effet, les seuils d'ionisations de N₂ (15,62 eV) et de O (13,62 eV) sont supérieurs à cette énergie. Les raies de basse énergie ont donc une influence à basse altitude, là où la densité de O₂ est élevée. La raie spectrale à 186 eV se dépose également à basse altitude. Cela est dû au fait qu'à ces

énergies, les sections efficaces d'absorption sont faibles, et qu'il faut un gaz neutre abondant pour absorber ces longueurs d'ondes.

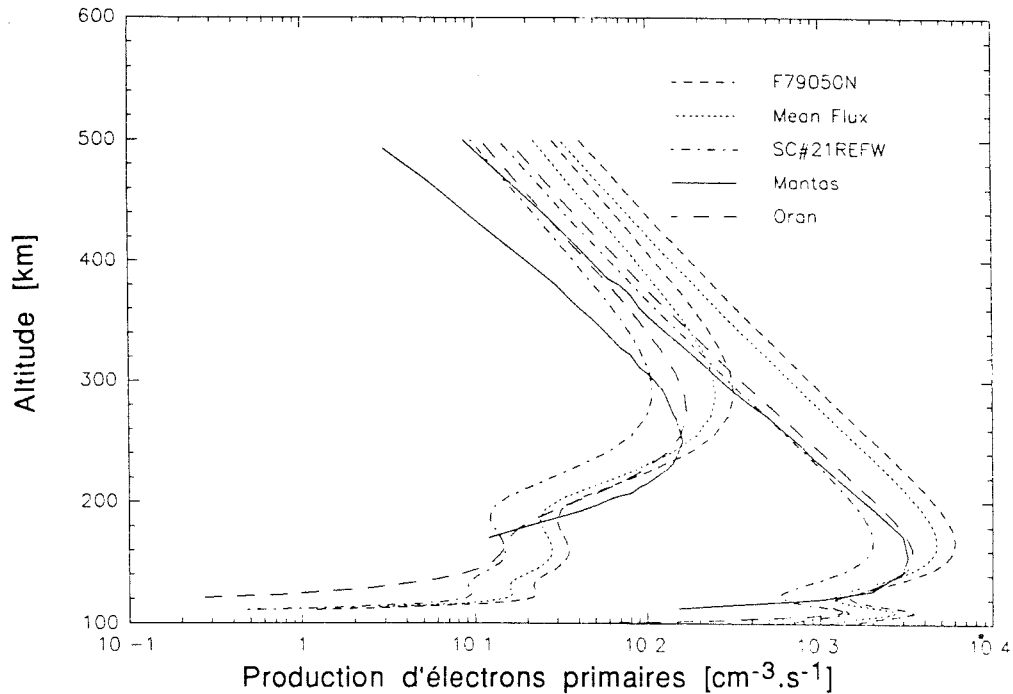


Figure 2-5 : Comparaison de la production primaire calculée à partir de quatre flux solaires différents par notre modèle, et calculée par Mantas, pour un angle solaire zénithal de 90 degrés (groupe de gauche) et de 0 degré (groupe de droite).

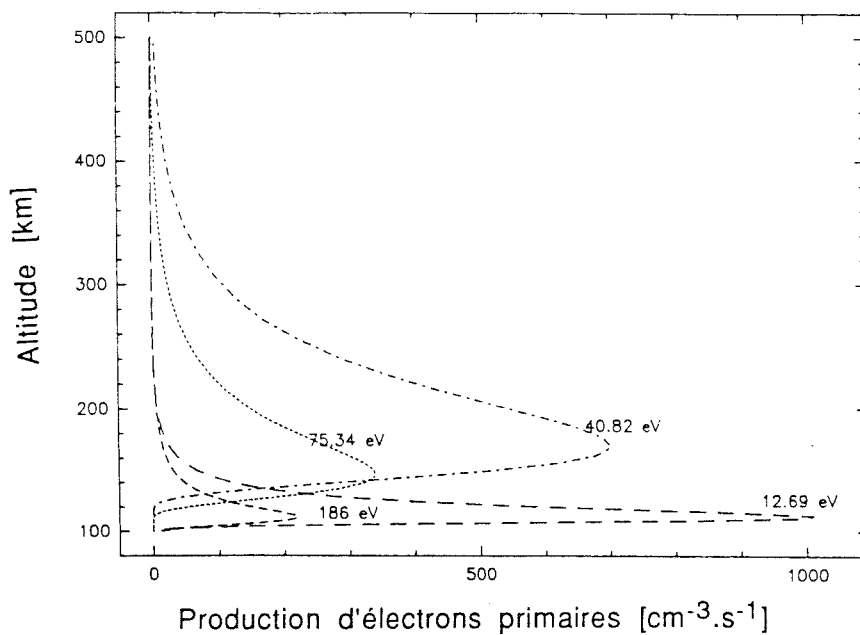


Figure 2-6 : Altitude de déposition de quatre raies spectrales, pour un flux solaire moyen, une angle solaire zénithal de 40 degrés et une latitude de 50 degrés, le 115^{ème} jour de l'année.

Nous montrons figure 2-7 la production primaire dans les mêmes conditions de flux solaire moyen, lorsque l'angle zénithal solaire varie de 26,5 à 80 degrés. Cette production primaire est évidemment maximum avec un soleil au zénith. Il nous est impossible d'y faire figurer les axes pour des problèmes de logiciel. Aussi cette figure n'est-elle là que pour illustrer les propos précédents.

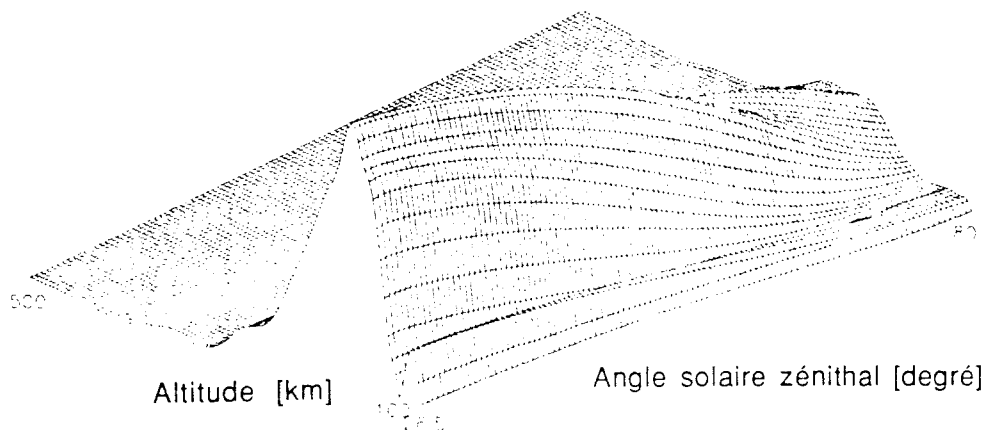


Figure 2-7 : Production d'électrons primaires [$\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$] en fonction de l'altitude, à chaque angle solaire zénithal.

2-3) Etude de l'influence des paramètres internes du modèle.

Introduction: flux théorique pour cette étude.

Au cours de ce paragraphe, nous allons étudier le comportement du modèle de calcul du flux stationnaire sous la variation de différents paramètres. Pour pouvoir faire des comparaisons, nous avons besoin d'une base. Celle ci sera la suivante:

. Nous n'étudierons pas l'influence de la variation du flux primaire. Ce flux vient d'être étudié, et son influence le sera lors de l'application du chapitre trois.

. Le flux précipité est une maxwellienne d'énergie moyenne 6 keV. Ce flux s'écrit:

$$\Phi_{\infty}(E) = k E e^{-E/E_0} \quad [\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}] \quad (2-1)$$

Nous voulons que le flux d'énergie soit constant, égal à $K = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ eV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, c'est à dire $1 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Il vient:

$$\int E \cdot \Phi_{\infty}(E) dE = K \quad (2-2)$$

soit:
$$\Phi_{\infty}(E) = \frac{K}{2E_0^3} E e^{-E/E_0} \quad [\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}] \quad (2-3)$$

Ce flux est rendu isotrope par division par 2π , car il est dirigé vers le bas. Nous obtenons donc:

$$\Phi_{\infty}(E) = \frac{K}{4\pi E_0^3} E e^{-E/E_0} \quad [\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}] \quad (2-4)$$

. Les paramètres d'atmosphère sont un flux à 10,7 nm de 165, et un flux moyen de 187,9. Ap vaut 26. Les coordonnées géographiques sont celles de EISCAT, c'est à dire une latitude égale à 69 degrés, et une longitude de 19,2 degrés. Pour le 27 octobre 1979 à 24 heures, cela donne un angle solaire zénithal de 124,5 degrés, et une température exosphérique issue de MSIS de 1152 K.

. La grille d'altitude s'étend de 95 à 200 km, en 40 points espacés logarithmiquement, et resserrés à basse altitude. Nous travaillerons sur deux angles, et 30 énergies allant de 500 eV à 30 keV, selon la grille d'énergie proposée par Vondrak [1975]. La fonction de phase pour les collisions élastiques est un dirac, décrivant une diffusion "en avant".

. Sur les graphes qui suivent, nous traçons le flux à des altitudes ou des énergies données. Nous aurons en légende:

- - - - -	200 km ou 28000 eV
.....	157 km ou 16000 eV
- . - . - . -	127 km ou 8000 eV
- - - - -	107 km ou 3500 eV
- . - . - . -	95 km ou 1500 eV

Nous allons brièvement commenter les principaux résultats qui nous serviront pour les comparaisons.

La figure 2-8 représente le flux stationnaire d'électrons en fonction de l'énergie à quatre altitudes. Le flux total est divisé par 4π , car il va dans toutes les directions. Les flux montants et descendants sont divisés par 2π car ils doivent être considérés dans un seul demi espace. On constate que le flux va en décroissant avec l'altitude, mais que pour les altitudes les plus hautes (200 km, 157 km, et 127 km) représentées sur ce dessin, la décroissance est faible. Cette décroissance est d'un ordre de 3 lorsqu'on passe de 127 à 107 km. Quant au flux à 95 km, il n'apparaît tout simplement pas, car il est inférieur au seuil de $1 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ auquel

nous avons arrêté l'axe. Le flux croît des hautes énergies vers les énergies inférieures, du fait de la dégradation des électrons. Sur cette exécution, il est maximum vers 6 keV. Ce maximum correspond à l'énergie moyenne de la maxwellienne précipitée.

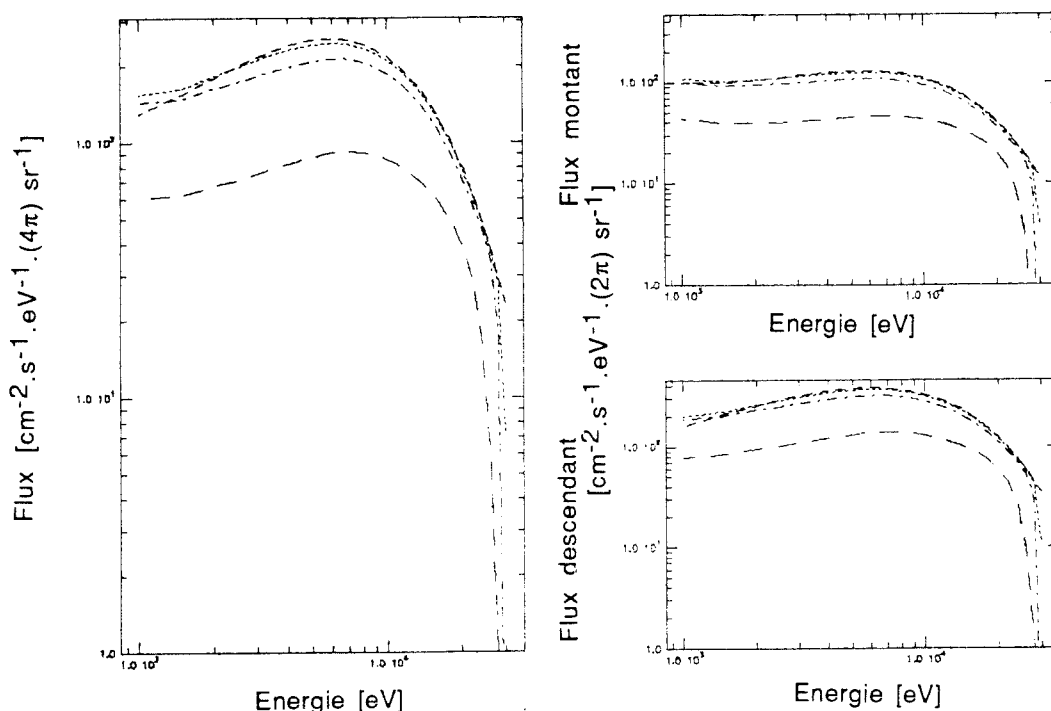


Figure 2-8 : Calcul du flux stationnaire d'électrons en fonction de l'énergie, à quatre altitudes différentes. Les altitudes sont, du bas vers le haut du dessin, 107 km, 127 km, 157 km, et 200 km. La courbe de gauche (case a) représente le flux total, la courbe en haut à droite (case b) le flux montant, et la courbe en bas à droite (case c) le flux descendant.

Le flux descendant est supérieur au flux qui remonte. Cela est visible aussi bien sur les cases b et c de la figure 2-8, que sur la figure 2-9 qui visualise à 4 énergies différentes le comportement du flux en fonction de l'angle d'attaque. Ce flux est systématiquement supérieur vers le bas, c'est à dire pour des angles d'attaque positifs (cf. chapitre 1). Néanmoins, il faut bien voir que sur cette figure, nous avons fait le calcul sur deux angles, soit pour les cosinus 1 et -1, qui intègrent tout ce qui descend et monte, et que nous avons tracé une droite entre les deux. Le calcul sur une grille d'angle plus dense sera fait plus loin. Plus l'énergie est faible, et plus la disparité entre les flux montants et descendants est faible. A l'altitude la plus basse (95 km ici), le flux descendant est beaucoup plus élevé que le flux montant (jusqu'à 10^4 fois à basse énergie). Ceci est dû au fait qu'à cette altitude, on ne prend pas en compte de flux remontant d'altitudes inférieures. Le flux étant faible à cette altitude, ce n'est pas dommageable aux résultats des altitudes supérieures.

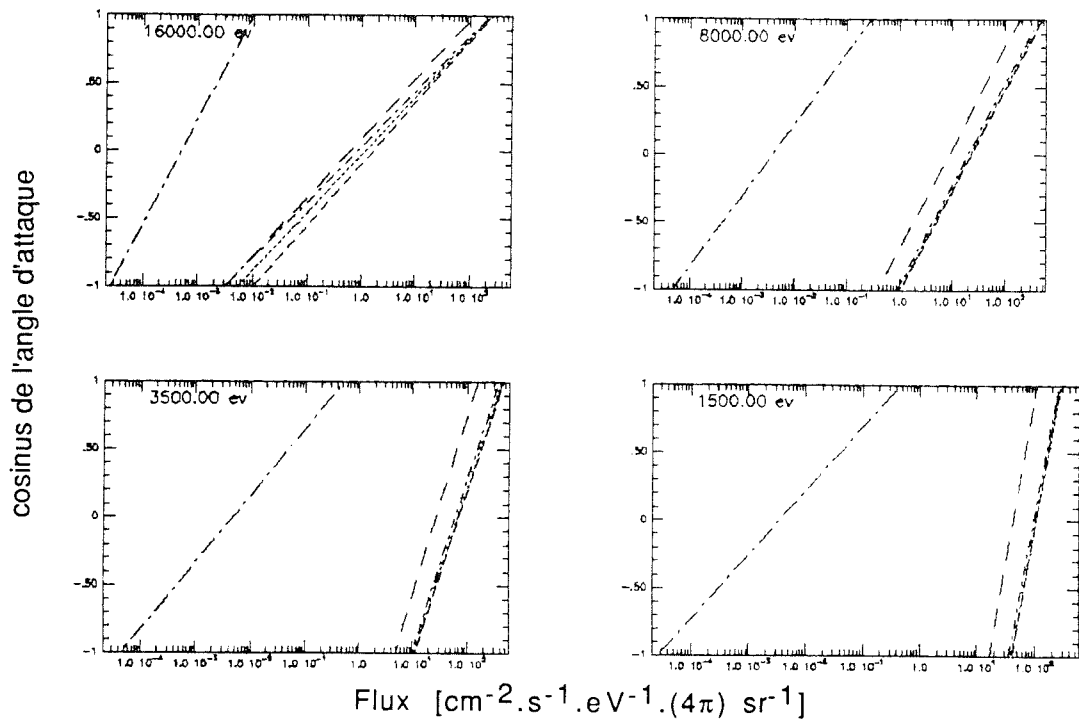


Figure 2-9 : Variation du flux en fonction du cosinus de l'angle d'attaque à 16 keV (case a en haut à gauche), 8 keV (case b en haut à droite), 3,5 keV (case c en bas à gauche), et 1,5 keV (case d en bas à droite). En allant de la gauche vers la droite, on parcourt les altitudes 95 km, 107 km, 127 km, 157 km, et 200 km.

Sur la figure 2-10, nous traçons la variation du flux en fonction de l'altitude, pour les cinq énergies citées. On voit qu'à une énergie donnée, ce flux est sensiblement constant au dessus de 120 km, là où la densité de l'atmosphère neutre devient plus faible. La production d'ions et la production d'électrons, déduites selon les équations 1-72 et 1-73 sont dessinées sur la figure 2-11. Ici encore, les productions ioniques reproduisent les densités neutres. Le maximum de déposition a lieu vers 105 km, ce qui correspond à l'altitude de déposition indiquée par Rees [1963] pour cette énergie.

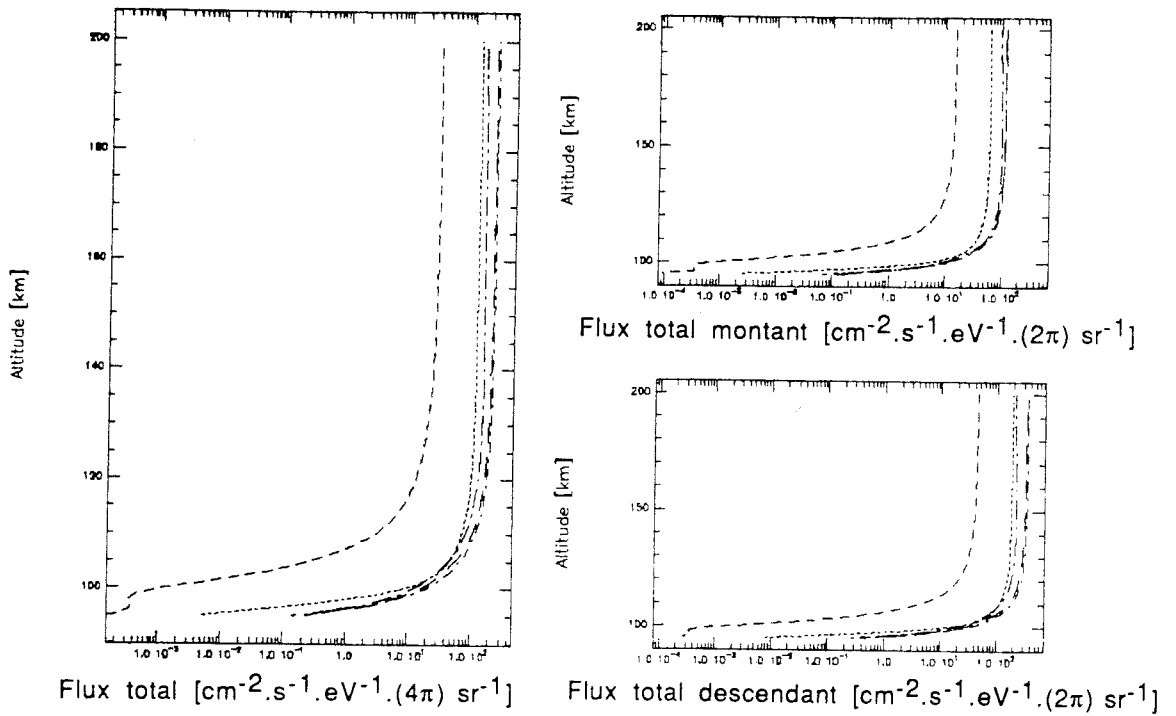


Figure 2-10: Variation du flux stationnaire (case a de gauche), montant (case b en haut à droite) et descendant (case c en bas à droite) en fonction de l'altitude. De la gauche vers la droite de chaque case, les énergies parcourues sont 28 keV, 16 keV, 1,5 keV, 8 keV et 3,5 keV, qui sont presque confondues à cause du maximum du flux vers 6 keV.

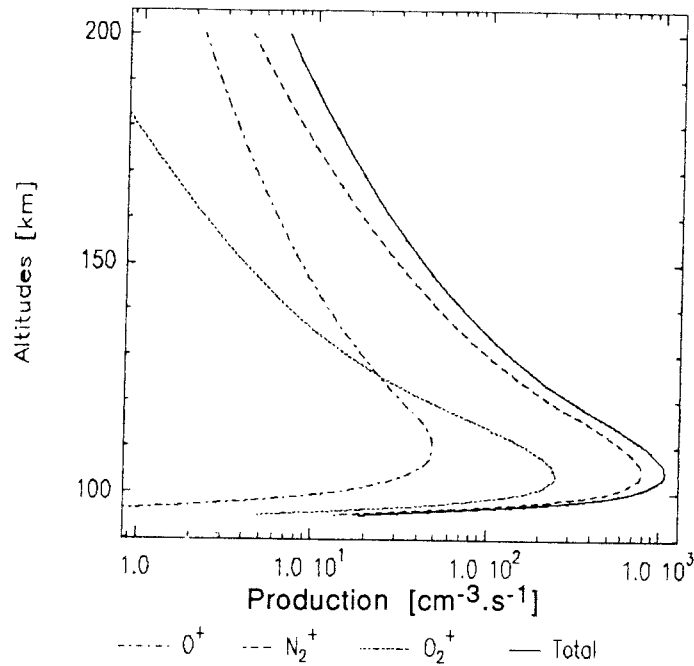


Figure 2-11: Production ionique de O^+ , O_2^+ , et N_2^+ . Le trait plein est la somme des trois productions précédentes, constituant la production électronique.

A basse altitude, approximativement en dessous de 160 km, le coefficient de recombinaison est de l'ordre de la centaine de secondes. En l'absence de champs électriques importants, cette recombinaison se fait plus rapidement que le transport horizontal (de l'ordre de quelques minutes) [Banks et Kockarts, 1973, partie B]. Cela signifie que la densité électronique est directement proportionnelle à la production. Le passage se fait au moyen d'un coefficient efficace de recombinaison selon:

$$N_e(z) = \left(\frac{q}{\alpha_{\text{eff}}}\right)^{1/2} \quad (2-5)$$

où $\alpha_{\text{eff}} = 2,5 \cdot 10^{-6} \exp\left(-\frac{z}{51,2}\right) \text{ [cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$ (2-6), [Oran et al, 1981]

Le résultat de ce calcul est montré sur la figure 2-12, les carrés représentant les points de calcul.

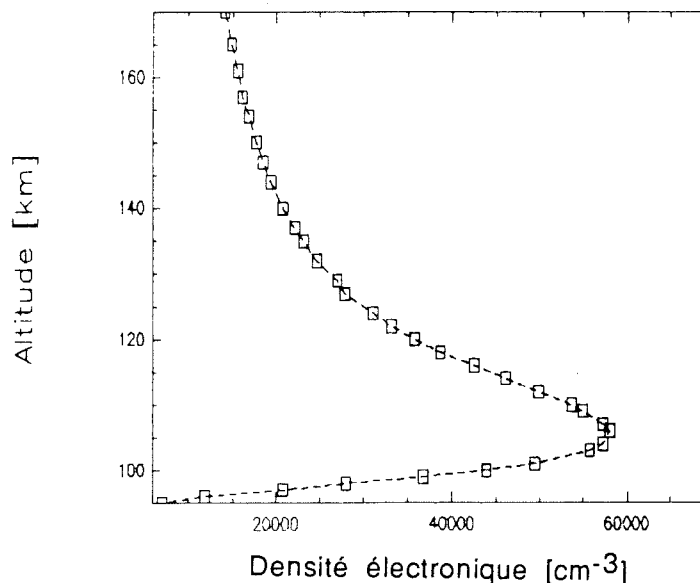


Figure 2-12 : Densité électronique déduite de la production électronique.

Nous avons passé en revue les résultats qui vont servir de base aux tests. Etudions à présent diverses variations.

2-3-a) Influence de la grille d'énergie.

Dans un article récent, Swartz [1985] démontrait que le meilleur choix de grille est celui d'une grille à écartement de plus en plus grand vers les hautes énergies, de façon à ce qu'un électron à une énergie donnée ne perde pas plus d'énergie au cours d'une collision que la largeur de la boîte d'énergie inférieure. Nous comparons donc l'effet sur les résultats de l'équation de transport de deux grilles d'énergies, toutes deux de ce type. La première, grille de référence, est la grille

proposée par Vondrak et Baron [1975], dans le modèle Tangle que nous utilisons, et qui est décrit plus loin. Les énergies considérées sont, en keV, {30; 28; 26; 24; 22; 20; 18; 16; 15; 14; 13; 12; 11; 10; 9; 8; 7; 6; 5,5; 5; 4,5; 4; 3,5; 3; 2,5; 2; 1,5; 1; 0,5}. La deuxième grille d'énergies est une grille dont la maille va en s'écartant de façon exponentielle vers les hautes énergies. Avec les mêmes bornes, et le même nombre de points, nous obtenons la grille suivante (en keV): {30; 22; 16,2; 12; 8,9; 6,6; 5; 3,7; 2,9; 2,2; 1,76; 1,42; 1,17; 0,99; 0,86; 0,76; 0,69; 0,64; 0,6; 0,57; 0,55; 0,536; 0,525; 0,517; 0,512; 0,508; 0,504; 0,502; 0,501; 0,5}

Les figures 2-13 a et b illustrent l'effet de cette variation. Sur la production (figure 2-13-a, à comparer avec la production témoin de la figure 2-11), le principal effet est de monter l'altitude du maximum. Cela s'explique par le fait qu'à cette altitude, la production est due aux électrons de haute énergie, typiquement la dizaine de kilo électron-Volts vers 110 km. Dans la grille exponentielle, ces hautes énergies sont situées sur la partie large de la grille. Le développement du flux entre deux points de grilles (équation 1-86) palie pour une part cet effet, mais pas complètement. Cet effet est également visible sur les courbes en flux (figure 2-13-b, à comparer avec le flux témoin de la figure 2-8), où le flux à 107 km se trouve très légèrement accru.

Aux chapitres 3 et 4, où nous descendrons à des énergies de l'ordre de l'électron-Volt, nous adopterons des grilles de type exponentiel.

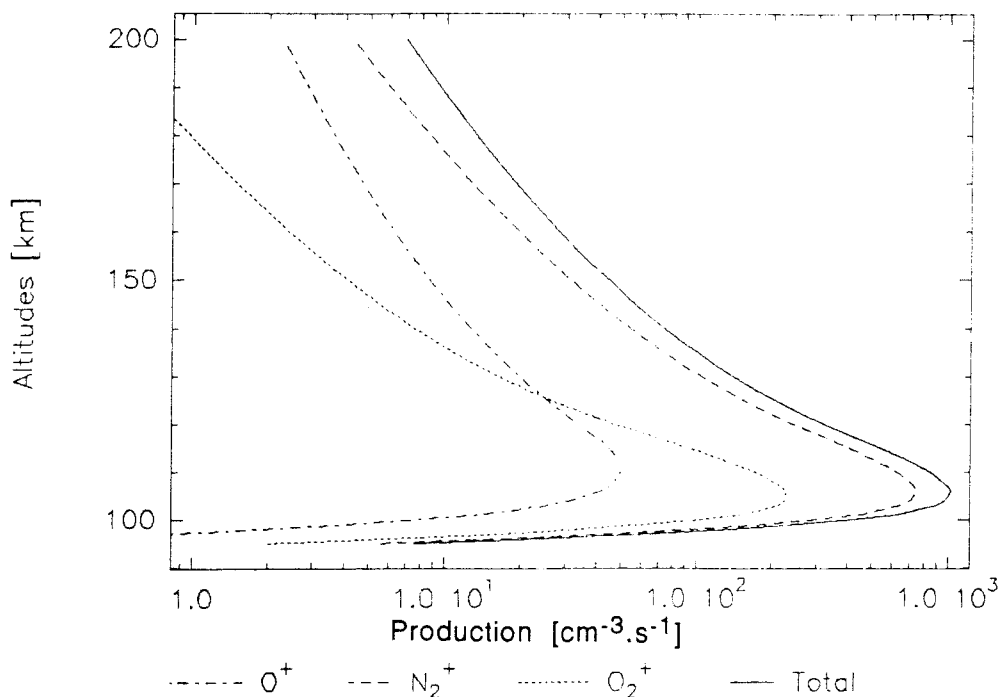


Figure 2-13-a: Calcul des productions ioniques et de la production électronique lorsque la grille d'énergie utilisée est une grille exponentielle.

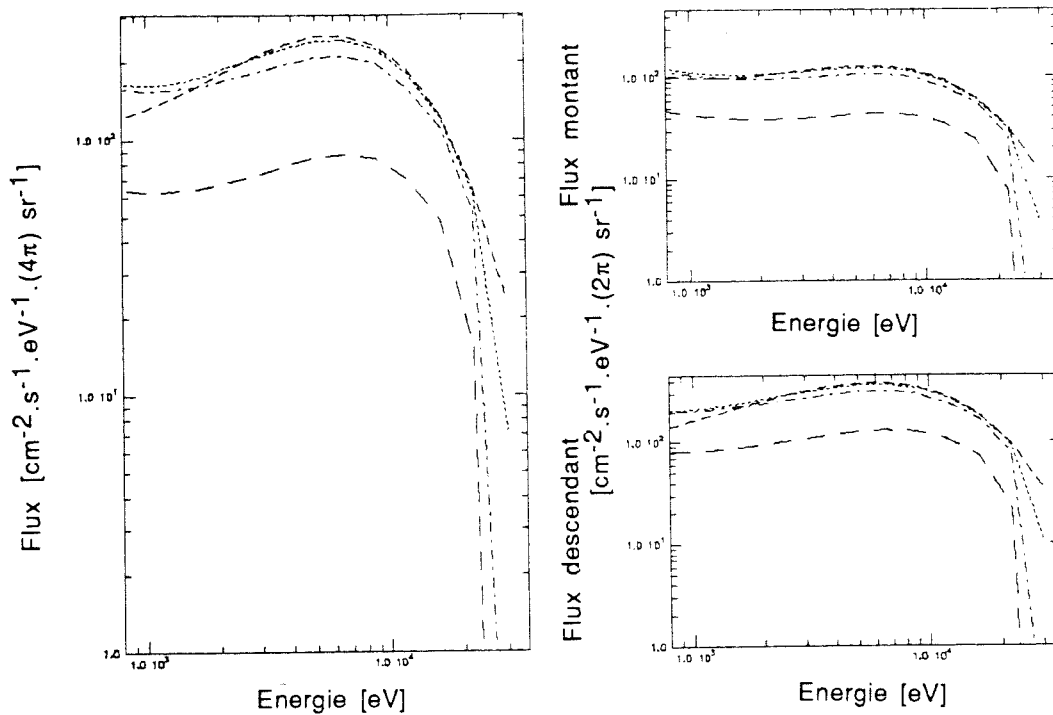


Figure 2-13-b: Calcul du flux stationnaire d'électrons lorsque la grille d'énergie utilisée est une grille exponentielle.

2-3-b) Influence de la grille d'angles.

Nous avons comparé l'exécution test à une exécution avec 10 angles. Le choix de ces angles mérite d'être discuté. Du fait de la division par le cosinus de l'angle d'attaque dans la résolution de l'équation de transport, on doit éviter 90 degrés, pour éviter des divisions par zéro. D'autre part, nous décidons que chaque angle doit définir sur la sphère une surface égale aux autres. Si N_a représente le nombre d'angles α , la surface correspondante sur la sphère est $\frac{4\pi r^2}{N_a}$. Pour une surface d'indice i , on a l'égalité:

$$\frac{4\pi r^2}{N_a} = 4\pi r^2 \left\{ \sin^2\left(\frac{\alpha_i}{2}\right) - \sin^2\left(\frac{\alpha_{i-1}}{2}\right) \right\} \quad (2-7)$$

Ce qui conduit par récurrence à:

$$\alpha_i = 2 \arcsin \left\{ \left(\frac{i-1}{N_a-1} \right)^2 \right\} \quad (2-8)$$

Pour 10 angles, on obtient, en degrés: 0; 38,96; 56,15; 70,52; 82,62; 96,38; 109,47; 123,75; 141; 180. Pour deux angles, on a simplement 0 et 180 degrés.

Les figures 2-14 a, b et c représentent les résultats d'une exécution sur dix angles.

Si l'on compare le résultat du flux stationnaire en fonction de l'altitude à différentes énergies (figure 2-14-a) avec la figure 2-10-a, on constate que le passage à 10 angles diminue le flux à basse altitude. Ainsi, à 100 km, le flux à 8 keV passe de $20 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ avec un calcul sur 2 angles à $10 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ avec un calcul sur 10 angles. Cela est d'autant plus vrai qu'on va vers les basses énergies.

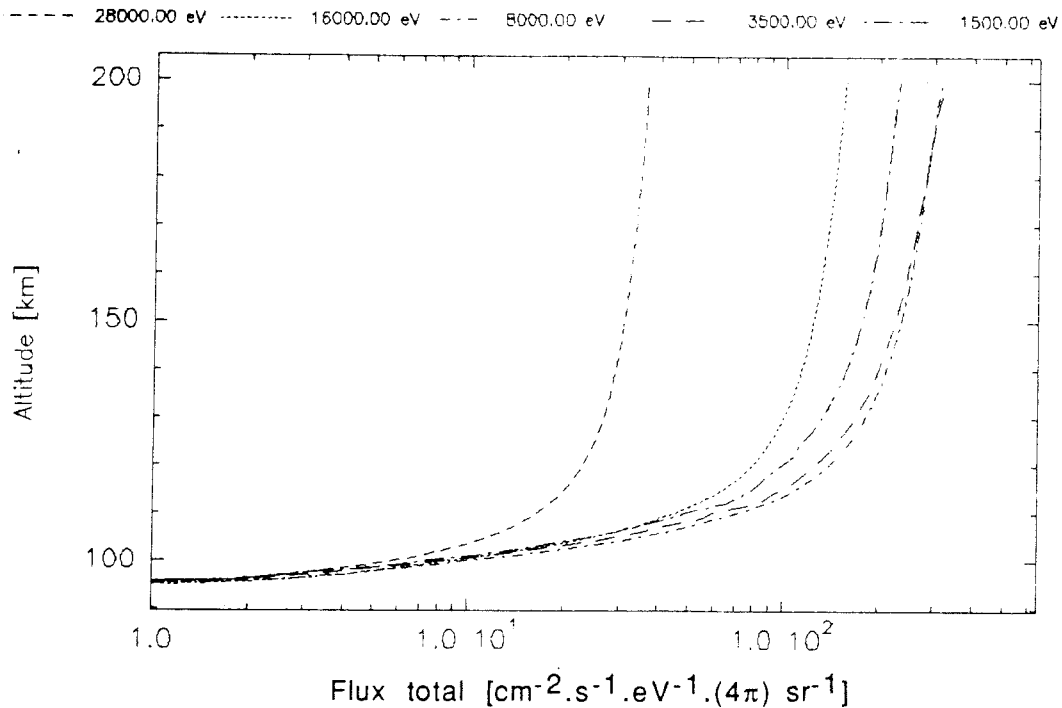


Figure 2-14-a : Calcul du flux stationnaire d'électrons en fonction de l'altitude lorsque la grille d'énergie utilisée est une grille exponentielle.

Le tracé du flux en fonction de l'angle d'attaque (figure 2-14-b, à comparer avec la figure témoin 2-9) témoigne de la plus grande distribution en angles à toutes énergies et altitudes. A haute énergie, le flux vers le bas est plus grand que le flux vers le haut, les électrons ayant une redistribution très "en avant". Cela s'estompe lorsqu'on descend en énergie (case à 1,5 keV). Il y a un point singulier pour l'altitude la plus basse, à laquelle le flux qui remonte est aussi faible que dans le cas de deux angles. Cela est dû au fait qu'à cette altitude, il n'y a pas de flux remontant d'altitudes inférieures.

La diminution du flux à basse altitude se compense par une augmentation à haute altitude, ce qui se lit aussi bien sur la courbe représentant le flux stationnaire en fonction de l'altitude que sur la production ionique (figure 2-14-c, à comparer avec la figure témoin 2-11).

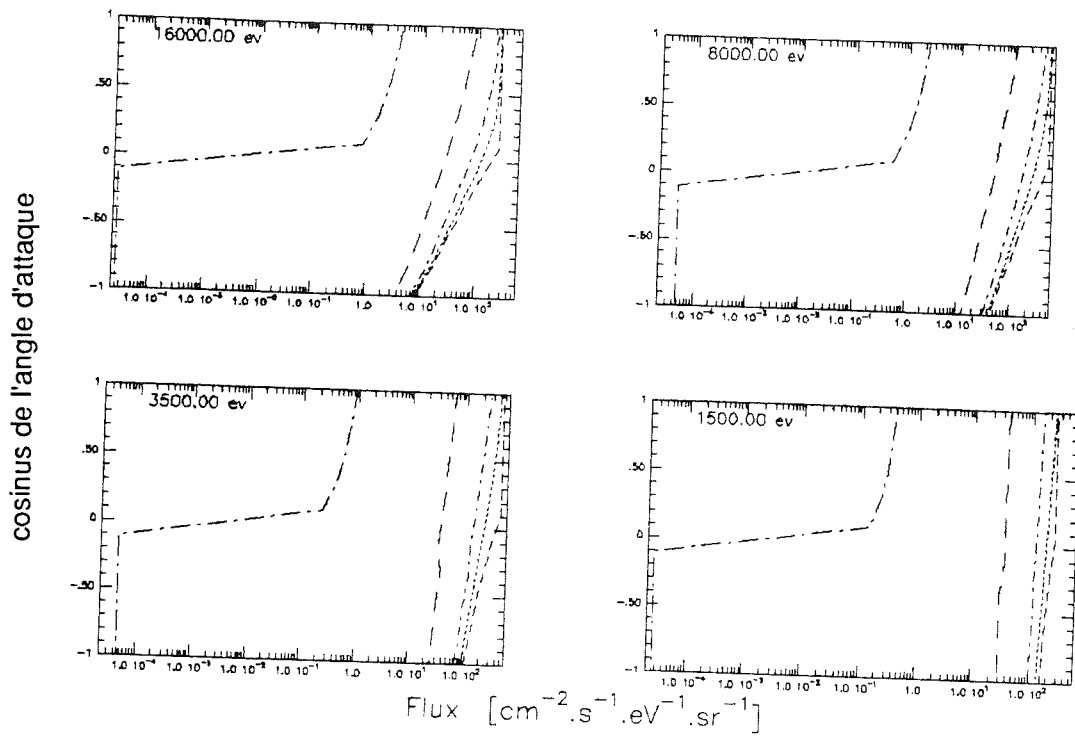


Figure 2-14-b : Calcul du flux stationnaire d'électrons en fonction de la distribution angulaire lorsque la grille d'angles utilisée comporte 10 angles. En allant de la gauche vers la droite, on parcourt les altitudes 95 km, 107 km, 127 km, 157 km, et 200 km.

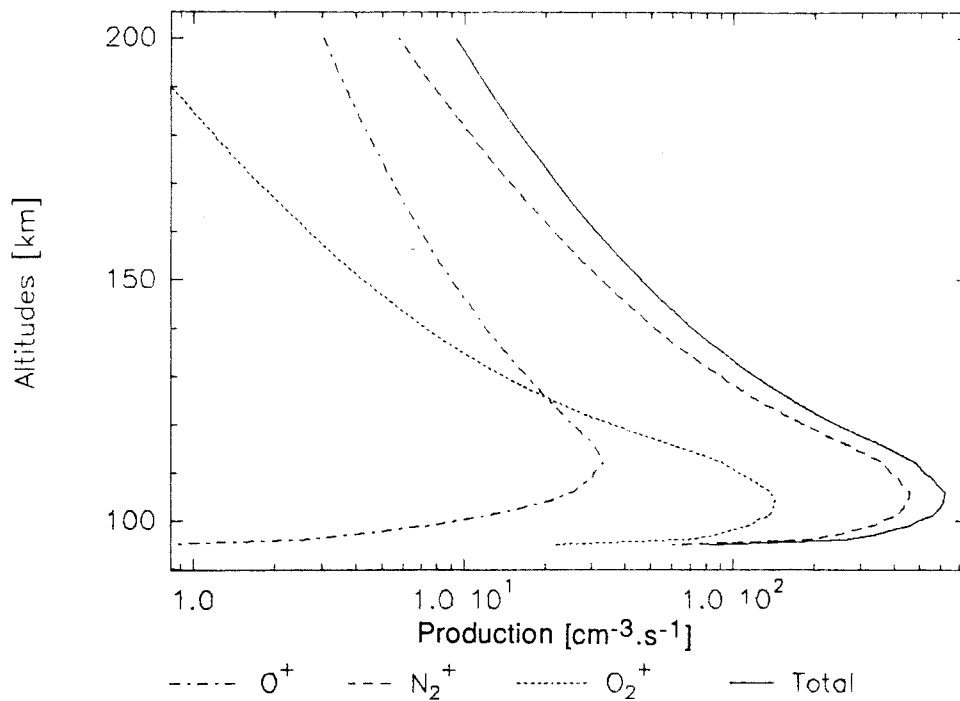


Figure 2-14-c : Calcul des productions ioniques et de la production électronique lorsque la grille d'angle utilisée comporte 10 angles.

2-3-c) Influence de la fonction de redistribution angulaire.

Trois fonctions de phase pour les collisions élastiques sont testées. Le flux stationnaire de référence a été calculé pour une diffusion en avant, que nous avons implantée dans le modèle. Nous avons testé deux autres fonctions de phase; l'une est la fonction de phase modélisée après des mesures de laboratoire [Opal et al, 1971; Wedde et Strand, 1974; Strickland, 1978]; l'autre est une fonction de phase isotrope. Les résultats en densité électronique sont tracés sur la figure 2-15, cases a et b, et doivent être comparés avec la figure 2-12, tracée avec une diffusion "en avant". Comme on peut s'y attendre, l'isotropisation augmente la densité à haute altitude, et la diminue à basse altitude. En effet, une diffusion en avant des électrons précipités a tendance à les déposer plus bas.

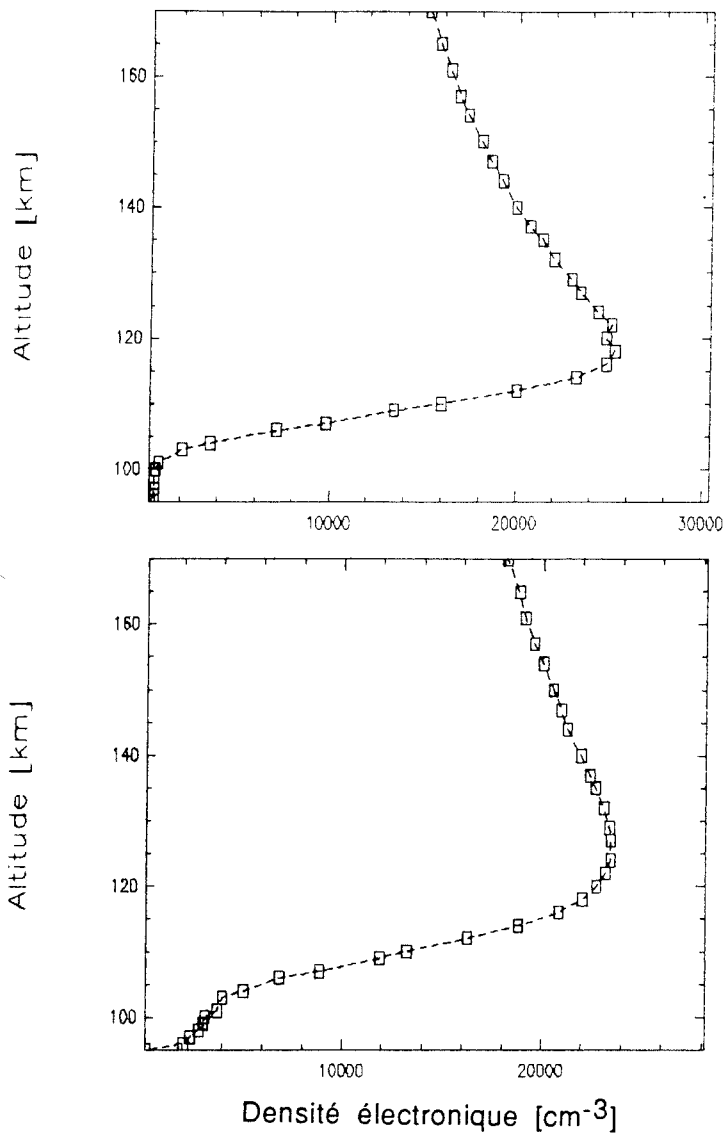


Figure 2-15 : Influence sur la densité électronique du choix de la fonction de phase élastique. La case a (en haut) est calculé à partir d'une distribution de laboratoire. La case b (en bas) vient du calcul avec une fonction de phase isotrope.

On verra que la comparaison avec la mesure nous a dicté la diffusion en avant comme modèle de fonction de phase, dans le cas d'un flux précipité. Cela est dû au fait que les électrons énergétiques arrivent dans l'ionosphère fortement anisotropes (le long des lignes de force du champ magnétique), et qu'ils dévient peu lors d'une collision lorsqu'ils possèdent des énergies élevées [Jacob, 1973]. Lorsque l'énergie des électrons est basse, les collisions les dévient davantage. Cet effet est pris en compte également par la fonction de phase "en avant", et peut être vu dans la case de plus basse énergie des figures 2-9 et 2-14-b: la disparité entre flux montant et descendant est plus faible à 1,5 keV qu'à plus haute énergie. Par contre, lors de photo-ionisation solaire, les électrons primaires sont créés de façon isotrope. Il nous a paru alors plus vraisemblable d'utiliser la fonction de phase de laboratoire, qui est une diffusion "grossièrement en avant".

2-3-d) Influence de la grille d'altitudes.

Dans cette exécution, dont le résultat est tracé sur la figure 2-16, qui est également à comparer avec la figure 2-12, nous avons monté les altitudes jusqu'à 300 km, tout en conservant le même nombre de points (nous avons donc simplement élargi la maille de la grille). On voit qu'une différence faible apparaît seulement au dessus de 170 km. Nous concluons que le choix de l'altitude maximum est de faible importance. Cela est dû à la faible densité atmosphérique aux hautes altitudes.

Le type de grille d'altitude doit être exponentiel, et resserré à basse altitude. En effet, le libre parcours moyen des électrons dans l'atmosphère croît rapidement avec l'altitude, la concentration totale de l'atmosphère décroissant exponentiellement. Ainsi, pour un électron de 248 eV, le libre parcours moyen est d'environ 100 km à 400 km d'altitude, et de l'ordre du centimètre à 100 km d'altitude.

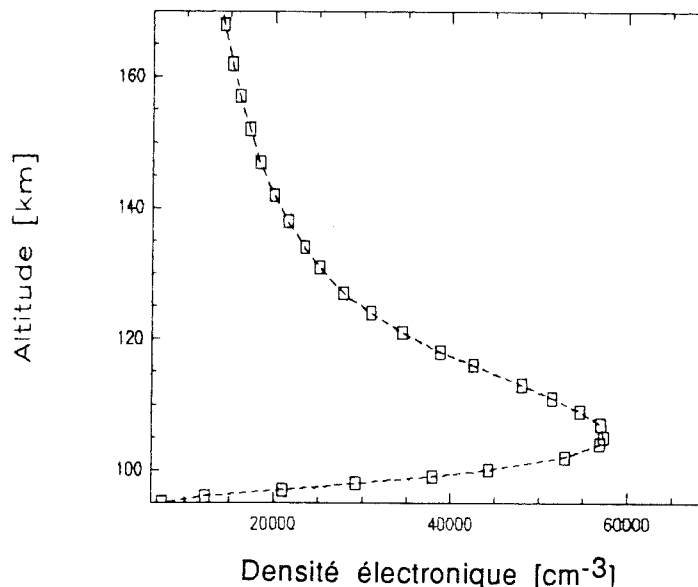


Figure 2-16 : Calcul de la densité électronique lorsque le flux stationnaire d'électrons est calculé sur une grille d'altitude montant à 300 km.

2-4) Influence des paramètres physiques d'entrée.

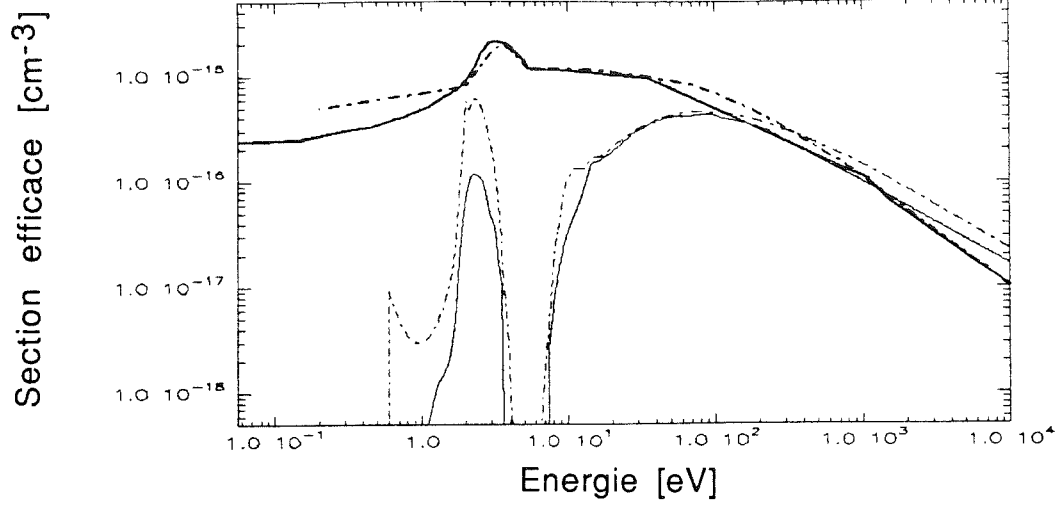
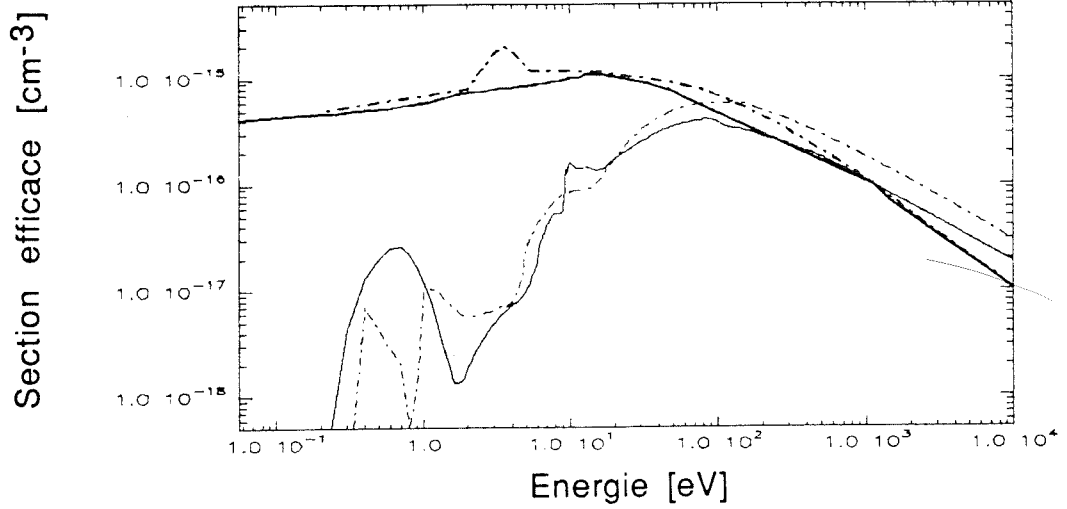
2-4-a) Sections efficaces de collisions: comparaison de différents jeux sur les résultats en flux stationnaire.

Plusieurs jeux de sections efficaces de collisions existent. Stamnes et Rees [1983] ont testé sur un modèle de résolution de l'équation de transport l'influence du choix de sections efficaces sur le flux stationnaire, concluant à une influence faible, et à la difficulté de départager les divers jeux. Nous avons pu disposer pour notre part de celui qu'ils ont néanmoins sélectionné, que nous appellerons le jeu A, et qui est complètement décrit dans Lummerzheim [1987]. Nous disposons également d'une autre compilation, jeu B, décrite dans Oran et Strickland [1978]. Les sections efficaces de collision élastique et les sections efficaces totales de collision inélastique (excitation + ionisation) sont représentées sur la figure 2-17. Dans le jeu B, la section efficace de collision élastique de l'oxygène moléculaire est la même que pour l'azote moléculaire. Ce jeu B, d'une manière générale, surestime les valeurs données par le jeu A. Ni l'un ni l'autre n'incluent la structure fine de l'oxygène atomique, qui joue un rôle de première grandeur aux faibles énergies. Pour le jeu A, Stamnes et Rees [1983] pensent que cela est compensé par les magnitudes surestimées des sections efficaces d'excitation vibrationnelle de O_2 et d'excitation de la raie $O_2(^1\Delta_g)$. Nous avons cependant créé un nouveau jeu de sections efficaces (C), composé du jeu A et de la section efficace d'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique, d'après LeDourneuf et Nesbet [1976]. L'influence de cette structure fine se fait sentir au dessous de 10 eV.

Sur les figures 2-18 a et b, nous testons l'effet des deux premiers jeux. Notre grille test d'énergie possède son minimum à 500 eV, il n'est donc pas justifié ici de tester le jeu C, incluant la structure fine. L'influence de ce troisième jeu de sections efficaces sera vue au chapitre 4, sur le bilan d'énergie. Le jeu B, qui propose des sections efficaces de collisions légèrement supérieures au jeu A fait se déposer l'énergie plus rapidement. On a donc avec B une production à haute altitude supérieure à la production obtenue avec le jeu A, et une altitude de production maximum légèrement plus élevée.

La figure 2-18-a, qui montre le flux stationnaire d'électrons calculé avec le jeu de sections efficaces B en fonction de l'énergie, pour quatre altitudes différentes, est à comparer avec la figure 2-8, réalisée dans les mêmes conditions, avec le jeu A. On voit que les flux à hautes altitudes se trouvent peu affectés (trois courbes du haut de chaque case, pour les altitudes 200, 157, et 127 km), tandis que le flux à 107 km est légèrement réduit. Cet effet se produit à toutes les énergies.

La figure 2-18-b, qui montre la densité d'électrons déduite de la production avec le jeu B est à comparer avec la figure 2-12, calculée avec le jeu A. On voit que l'effet à 160 km est faible (de $1,6 \cdot 10^4$ à $1,7 \cdot 10^4$ électrons par cm^3 environ avec les jeux A et B respectivement). Avec le jeu A, l'altitude du maximum de densité est 105 km, altitude à laquelle la densité est de $5,9 \cdot 10^4$ électrons par cm^3 environ, tandis que ce maximum, à 107 km avec le jeu B, possède une amplitude de $5,3 \cdot 10^4$ électrons par cm^3 environ. A 90 km, l'écart relatif se creuse, la densité passant de $7 \cdot 10^3$ à $3 \cdot 10^3$ électrons par cm^3 .

N_2  O_2 

O

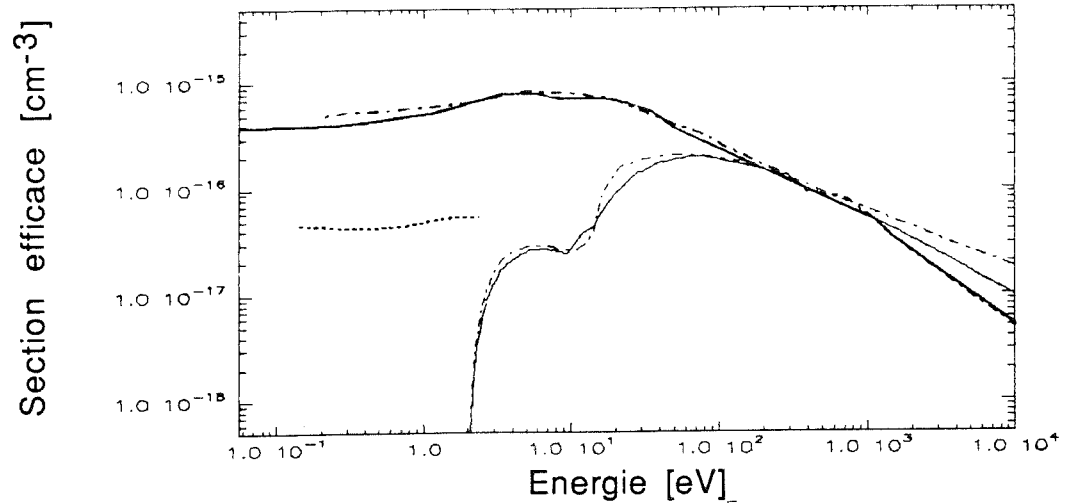


Figure 2-17 : Sections efficaces de collisions élastique et inélastiques. Les traits pleins représentent le jeu A, utilisé pour l'exécution témoin. Les traits en pointillé représentent le jeu B de comparaison. Sur la figure concernant l'oxygène atomique, le trait en points montre les valeurs de la section efficace d'excitation de la structure fine.

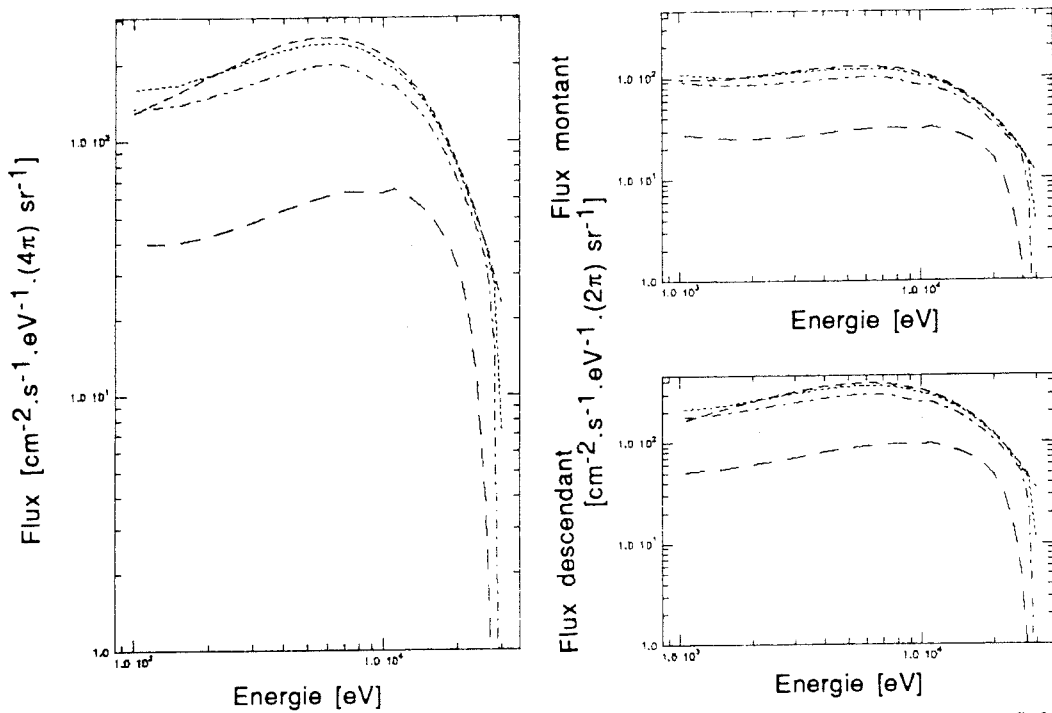


Figure 2-18-a : Influence du choix de sections efficaces: flux stationnaire d'électrons calculé avec le jeu de sections efficaces B, en fonction de l'énergie. Les altitudes représentées sont les mêmes que sur la figure 2-9, c'est à dire, du bas vers le haut, 107 km, 127 km, 157 km, et 200 km.

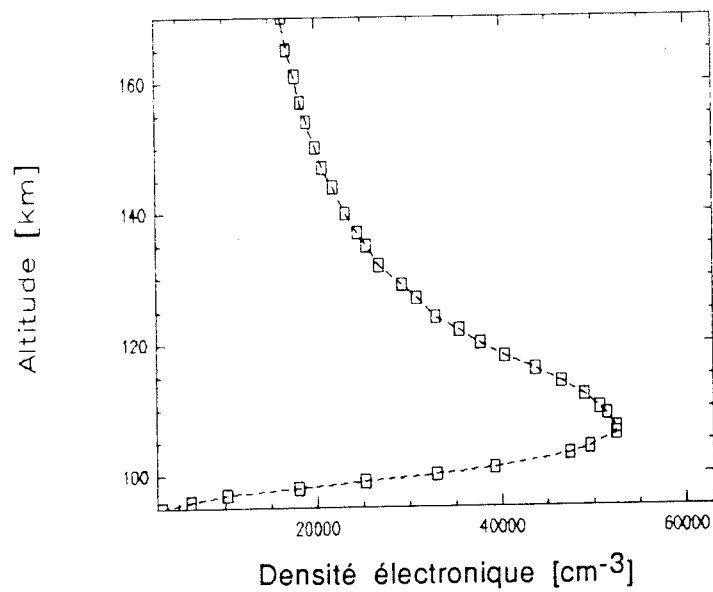


Figure 2-18-b : Influence du choix de sections efficaces: densité électronique calculé avec le jeu de sections efficaces B (à comparer avec la figure 2-13).

Nous verrons lors de la validation du modèle ainsi qu'au chapitre 4 qu'il est difficile de choisir en l'état actuel un meilleur jeu de sections efficaces. Aussi préciserons nous lequel est utilisé à chaque application.

2-4-b) Modèle d'atmosphère neutre; influence de la variation de N₂, O₂, O.

Des mesures récentes [Solomon, 1988] ont montré qu'il existe une erreur systématique des densités prédites par le modèle MSIS à haute latitude par rapport à la mesure. L'écart se situe aux alentours de 10% pour l'azote, et jusqu'à 20% pour l'oxygène atomique. Cependant, il est à présent courant d'utiliser à ces hautes latitudes des facteurs de correction, notamment pour l'oxygène atomique, pouvant aller jusqu'à une division de moitié [Rees et al, 1988]. Nous avons investigué l'effet de telles divisions, ou de multiplications par 2, de la densité des neutres sur la densité électronique calculée. Sur la figure 2-19, à comparer avec la densité électronique de la figure 2-12, les facteurs de divisions pour O₂, N₂ et O sont écrits en haut à gauche de chaque dessin. On voit que l'amplitude du maximum varie peu (de l'ordre du %), et que son altitude peut changer de quelques kilomètres. Cette étude nous donne une indication de l'erreur due au modèle d'atmosphère neutre. En l'absence de conclusion définitive sur ce modèle, nous l'utiliserons sans facteur de correction.

2-5) Test et validation du modèle

2-5-a) Comparaison avec un modèle de déposition (Tangle).

Nous allons comparer notre modèle avec un modèle qui calcule la densité électronique engendrée par un flux d'électrons précipités, Tangle [Vondrak et Baron, 1975]. L'intérêt de cette comparaison est que ce dernier modèle a été établi et testé sur des données de mesures. Décrivons le succinctement:

Tangle résout l'équation:

$$q(z) = N_n(z) \cdot E \cdot g \left(\frac{\tau}{R(E)} \right) \frac{F(E)}{0.035 R(E)} \quad (2-9)$$

- q(z) = Production électronique.
- N_n(z) = Densité neutre.
- E = Energie
- F(E) = Flux précipité en fonction de l'énergie.
- 0,035 = Energie moyenne de création d'une paire électron-ion.
- R(E) = 4,57 · 10⁻⁶ E^{1,75}
- g = Fonction de déposition de l'énergie en fonction de l'altitude.
- τ = Profondeur de collision.

Le passage de la production électronique à la densité se fait au moyen du même coefficient α_{eff} que celui de la formule 2-6.

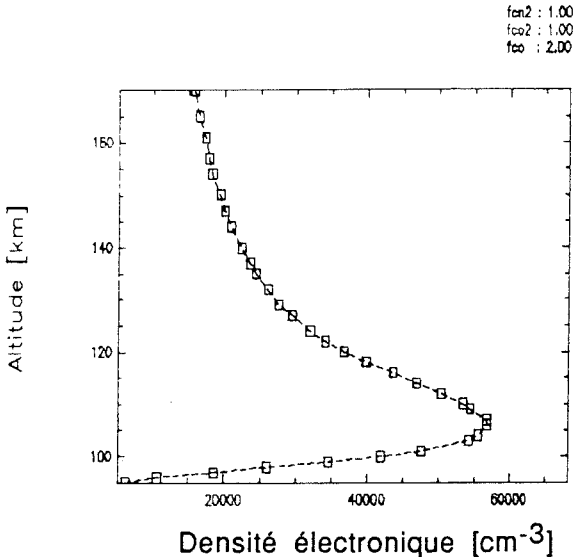
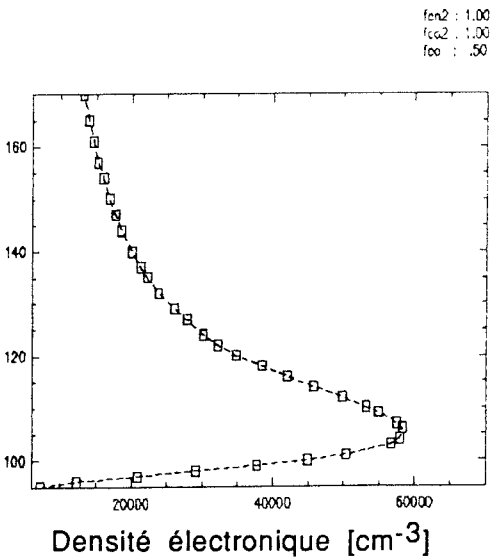
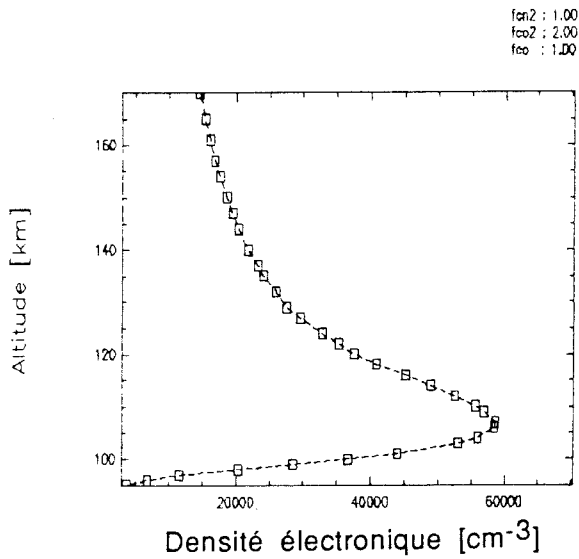
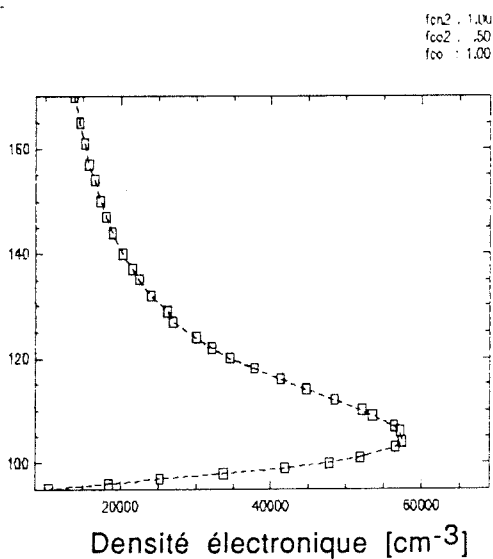
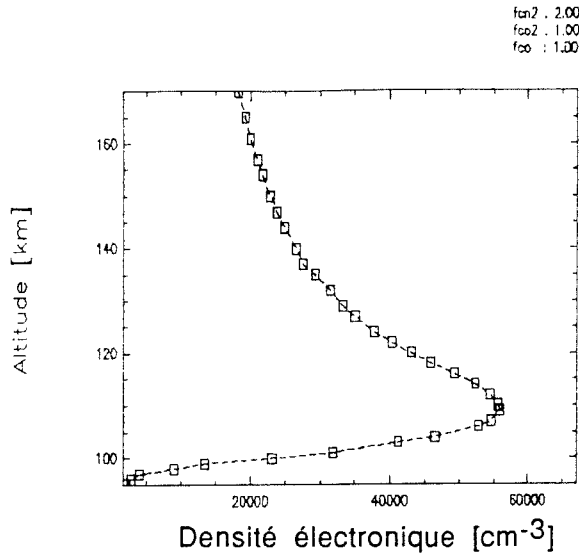
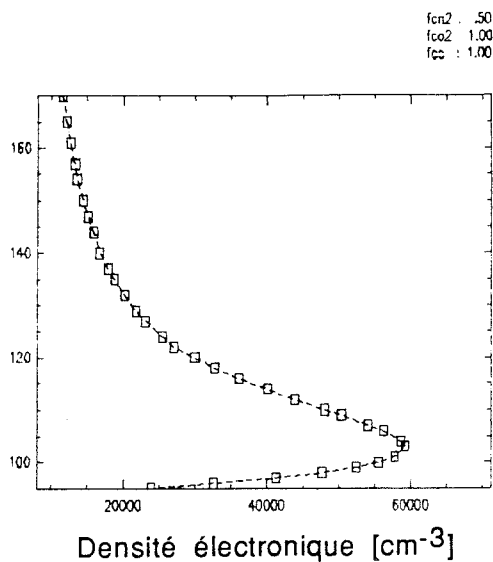


Figure 2-19 : Influence de changements de l'atmosphère neutre sur la densité électronique. Les facteurs f_{cn2} , f_{co2} , et f_{co} écrits en haut à droite de chaque courbe sont les facteurs de division des densités de N_2 , O_2 , et O .

Le programme qui résout l'équation 2-9 utilise une bibliothèque de densité des neutres, une bibliothèque de profondeur de collision et une bibliothèque de la fonction de déposition de l'énergie. Le modèle dont nous disposons travaille sur une grille unique d'énergie, que nous avons utilisée tout le long de la partie de tests, pour pouvoir faire une comparaison rigoureuse de Tangle avec le modèle de résolution de l'équation de transport. Cependant, nous savons qu'il existe une version plus récente de Tangle, que nous n'avons pas encore implantée.

La comparaison que nous présentons porte sur deux flux précipités différents, une maxwellienne à 6 keV et une à 15 keV. Elle est tracée figure 2-21 pour les deux jeux de section efficaces de collisions A et B. La fonction de phase utilisée est une diffusion en avant. L'accord général est très bon. On voit que le modèle de résolution de l'équation de transport tend à donner des densités électroniques maximum plus élevées que Tangle. Mais si cela est vérifié lorsque le flux d'entrée est maxwellien, ce n'est pas le cas général. On verra au chapitre 4 des cas où cela s'avère faux. L'altitude du maximum de déposition est approximativement identique pour les trois courbes, aux deux énergies considérées.

Ces courbes illustrent la difficulté de sélectionner un "meilleur" jeu de sections efficaces: en effet, l'accord entre les deux modèles est plus grand avec le jeu A à 6 keV, et avec le jeu B à 15 keV.

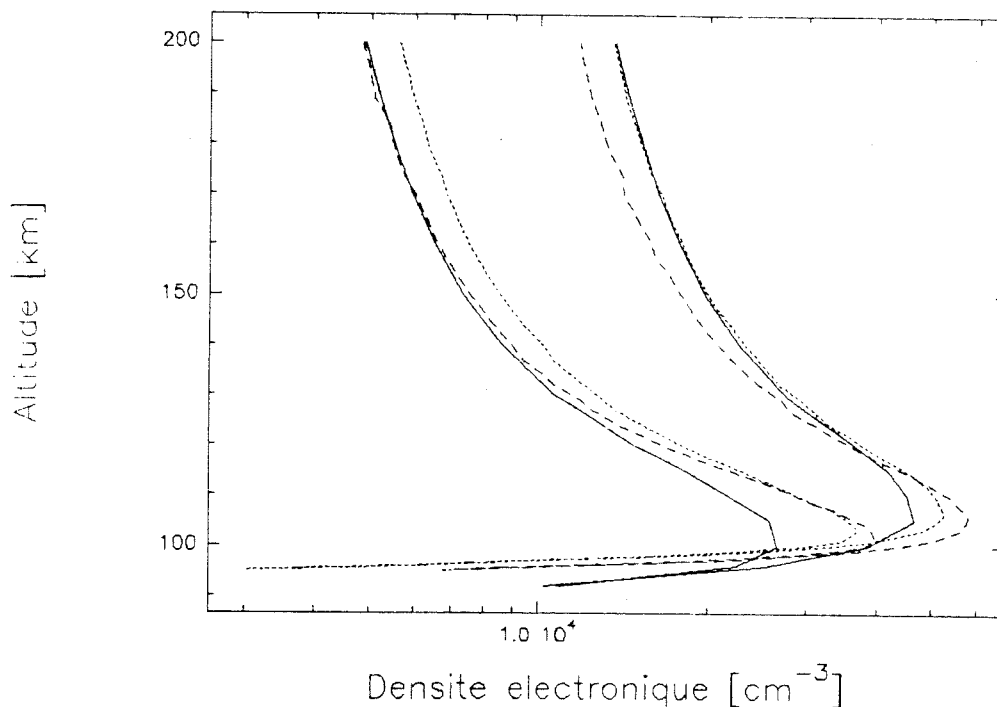


Figure 2-20: Comparaison de la densité électronique déduite du modèle de résolution de l'équation de Boltzman d'une part, et de la densité électronique calculée par le modèle Tangle d'autre part. Les résultats de Tangle sont donnés par les traits continus; la densité déduite de notre modèle avec le jeu de sections efficaces A est tracée en pointillés, et celle calculée avec le jeu de sections efficaces B en points. Le groupe de courbes de gauche est calculé à partir d'un flux précipité maxwellien d'énergie moyenne 6 keV, et celui de droite à partir d'un flux précipité maxwellien d'énergie moyenne 15 keV.

2-5-b) Calcul de la conservation d'énergie.

De façon à juger de la précision des solutions de l'équation de transport fournies par nos programmes, nous avons vérifié la conservation de l'énergie en calculant les différents termes de l'équation [Swartz,1985]:

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE.E. \int_{-1}^1 d\mu \sum_I n_I(z) \cdot \sigma_I^T(E) \cdot sf(z, \mu, E) =$$

$$\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \cdot n_e(z) \cdot L(E) \int_{-1}^1 d\mu \cdot \Phi(z, E, \mu) + \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \cdot \sum_I n_I(z) \cdot \sigma_I^j(E) \cdot I_j \cdot \int_{-1}^1 d\mu \cdot \Phi(z, E, \mu) \quad (2-10)$$

où I_j représente le seuil d'énergie du phénomène j considéré, les autres notations étant les mêmes qu'au chapitre 1.

Cette équation signifie que le premier moment d'énergie de la fonction source est égal à la déposition d'énergie par tous les processus d'excitation et d'ionisation.

Dans le cas de flux précipités maxwelliens, l'erreur relative sur la conservation d'énergie est comprise entre 4 et 6,5 % sur une série d'exécutions incluant des maxwelliennes d'énergies moyennes allant de 2 keV à 20 keV.

Dans le cas de photo-ionisation solaire, le calcul a porté sur les trois flux solaires pour des activités calme, moyenne et forte. Il a été effectué sur 117 exécutions pour des latitudes allant de 45 à 85 degrés, dans les conditions qui seront décrites en détail au chapitre 3. L'erreur relative moyenne est 2,5%, 1,5%, et 1,8% pour les activités solaires calme, moyenne et forte respectivement.

2-5-c) Comparaison du flux calculé et mesuré par fusée sonde.

Le 9 Mars 1978, une fusée sonde a été lancée de Fairbanks, Alaska (latitude 212°, longitude 65°), dans l'arc auroral avant minuit, dans une situation atmosphérique stable. Sa trajectoire suivait approximativement le méridien magnétique, avec une altitude maximum de 340 km. La description de son équipement et des données collectées se trouve dans Pulliam et al. [1981]. Pendant tout le vol de la roquette, l'aurore est restée stable et statique. Parmi les instruments embarqués se trouvaient deux spectromètres électroniques, couvrant les énergies de 21 à 30 keV en onze points de mesure. Un tour complet de la roquette sur elle même était réalisé chaque 0,6 seconde. Nous avons pu disposer du jeu de données numéro 57 de cette roquette, sur lequel nous avons testé le calcul du flux stationnaire. Pour cela, nous avons entré dans nos programmes le flux d'électrons descendant à 340 km comme étant le flux précipité. Puis nous avons comparé le flux stationnaire d'électrons montant calculé au flux montant mesuré par la sonde. Ce test a été

accompli pour plusieurs grilles d'angles. La fonction de phase de collisions élastiques est une diffusion en avant. Le jeu de sections efficaces est le jeu A. Le flux $f_{10,7}$ vaut 145,4 et sa moyenne 119. L'indice géomagnétique A_p est faible, égale 14. La température exosphérique déduite du modèle MSIS est 1233 K.

Sur la figure 2-21 de la page suivante, nous représentons les flux calculés et mesurés pour trois grilles angulaires différentes. L'écart entre le flux vers le bas mesuré et le flux vers le bas calculé est dû à ce qu'on compare ce qui rentre dans la boîte d'altitude (la mesure) avec ce qui en sort. Entre les deux, il y a eu des collisions avec l'atmosphère. Cet écart s'amenuise quand le nombre de boîtes d'angles augmente, du fait de la redistribution des électrons dans toutes les directions et pas seulement en avant (vers le bas). Si l'on tient compte de ces remarques, l'accord concernant le flux vers le bas est très bon. Nous présentons également la comparaison entre les flux vers le haut. Cette fois ci, les courbes portent toutes les deux sur ce qui sort de la boîte. On voit que l'accord général est satisfaisant. Il est très bon aux basses énergies mais tend à se dégrader vers les hautes énergies. Il est meilleur lorsqu'on augmente le nombre d'angles.

La même comparaison avait été menée sur ces données pour la première fois par D. Lummerzheim [1987], en utilisant le modèle de résolution de l'équation de transport de Stamnes. Cet auteur a modifié le modèle pour prendre en compte les flux précipités mesurés dans toutes les directions descendantes, tandis que dans le nôtre, le flux précipité initial est considéré être le flux arrivant vers le bas, et est isotropisé sur l'ensemble des boîtes d'angles descendants. Les sections efficaces sont les mêmes que les nôtres. Le résultat de la comparaison de Lummerzheim est reproduit sur la figure 2-22. Le comportement est inverse à celui de notre modèle: l'accord de la mesure et du calcul est très bon à haute énergie et se dégrade à partir du kilo électron-Volt.

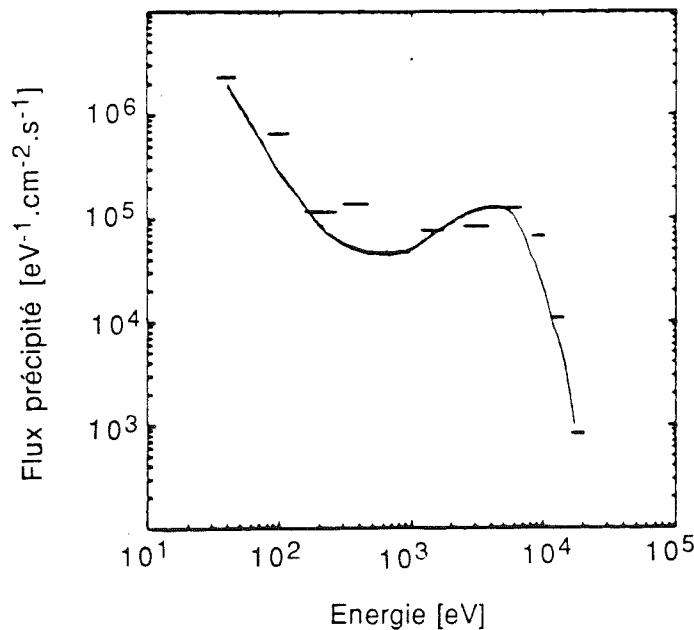


Figure 2-22 : Même comparaison que figure 2-21 d'après Lummerzheim [1987], en utilisant un autre modèle de résolution de l'équation de Boltzman. Le calcul est en traits pleins. Les traits horizontaux représentent les barres d'erreur de la mesure.

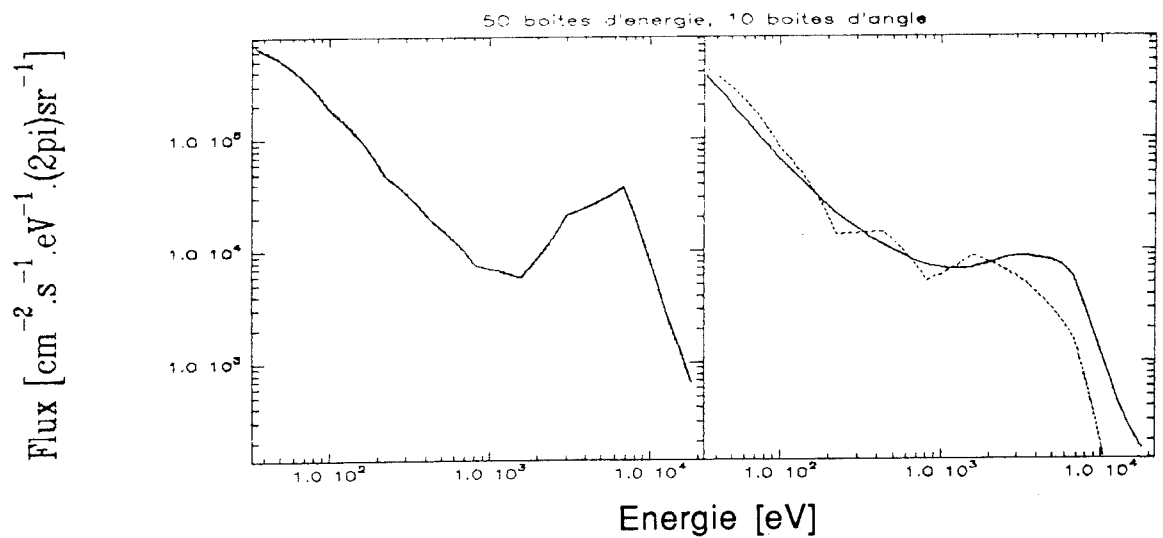
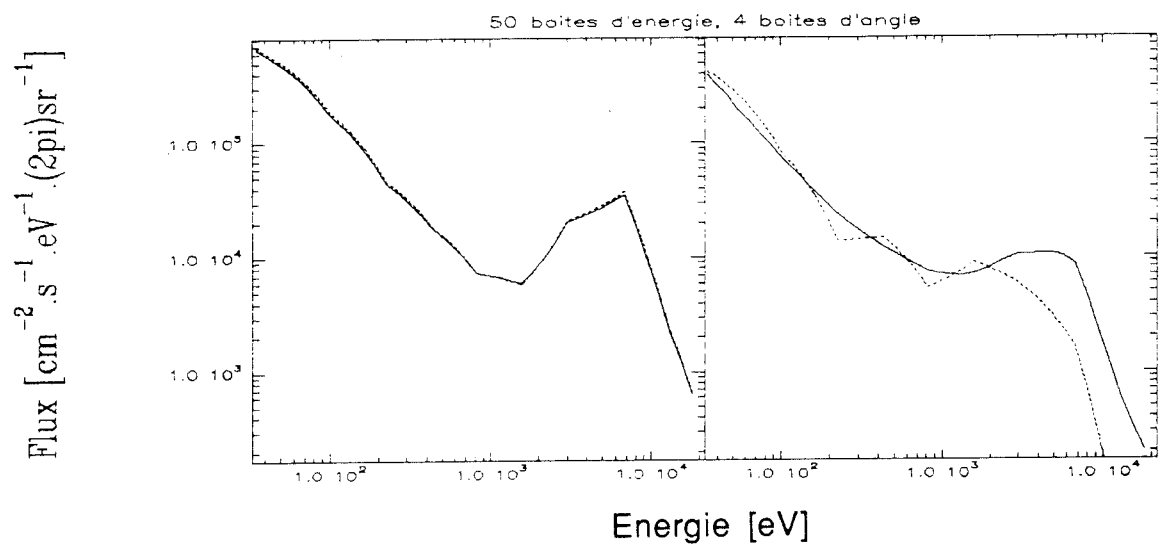
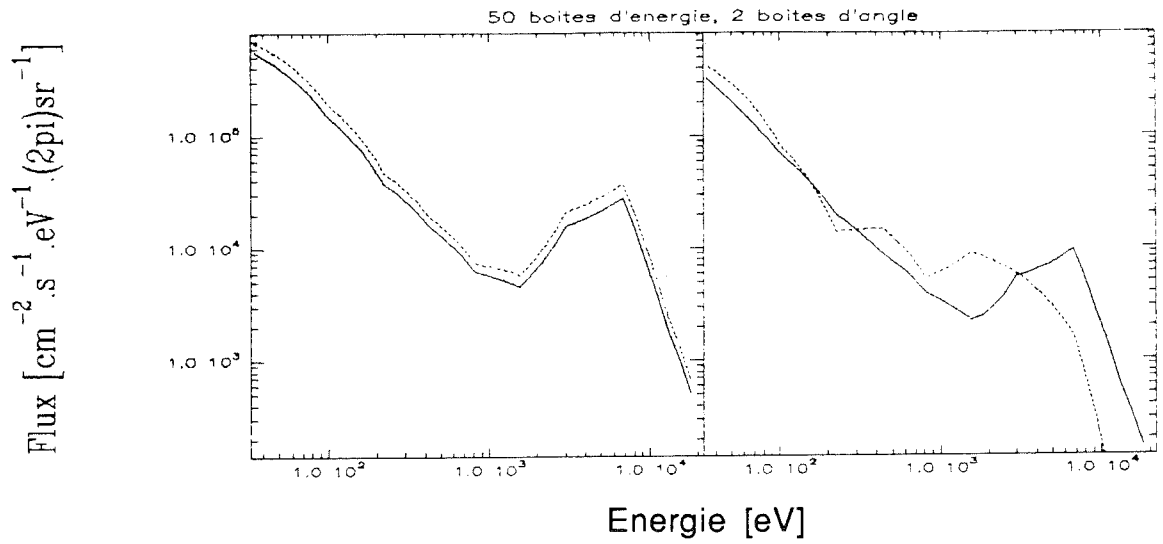


Figure 2-21: Comparaison des flux calculés et mesurés au 'sommet' de l'atmosphère. Les cases de gauche représentent les flux descendants, et les cases de droite les flux montants. La mesure est en points et le calcul en traits pleins.

2-5-d) Comparaison de la densité électronique calculée et mesurée par radars (expérience ARCAD).

Nous avons testé notre modèle sur le flux précipité mesuré par le satellite Franco-Soviétique d'orbite polaire AUREOL-3, pendant un passage au dessus de EISCAT, le 2 Juin 1982. Une description de cette expérience, appelée ARCAD, est donnée dans Stamnes et al [1986]. Les coordonnées géographiques du radar sont une latitude de $69,68^\circ$, et une longitude de $19,2^\circ$. Les paramètres d'atmosphère sont $f_{10,7}=135$, avec une moyenne de 173. $A_p=18$. La température exosphérique T_∞ n'a pas été celle proposée par le modèle MSIS, mais nous l'avons déduite de la mesure en la considérant égale à la température des ions à 300 km, c'est à dire 1200 K. Des facteurs de correction ont été proposés pour déduire T_∞ de la température ionique [Banks et Kockarts, 1973], qui n'apportent pas de modification sensible par rapport à notre approximation. Cette manière de faire permet de réduire l'incertitude que crée l'utilisation d'un modèle d'atmosphère neutre.

Sur la figure 2-23, nous avons représenté le flux mesuré par le satellite au cours des deux minutes encadrant la conjugaison, tels que publiés dans Stamnes et al, [1986]. Tous les flux précipités mesurés tombent entre les deux lignes tracées.

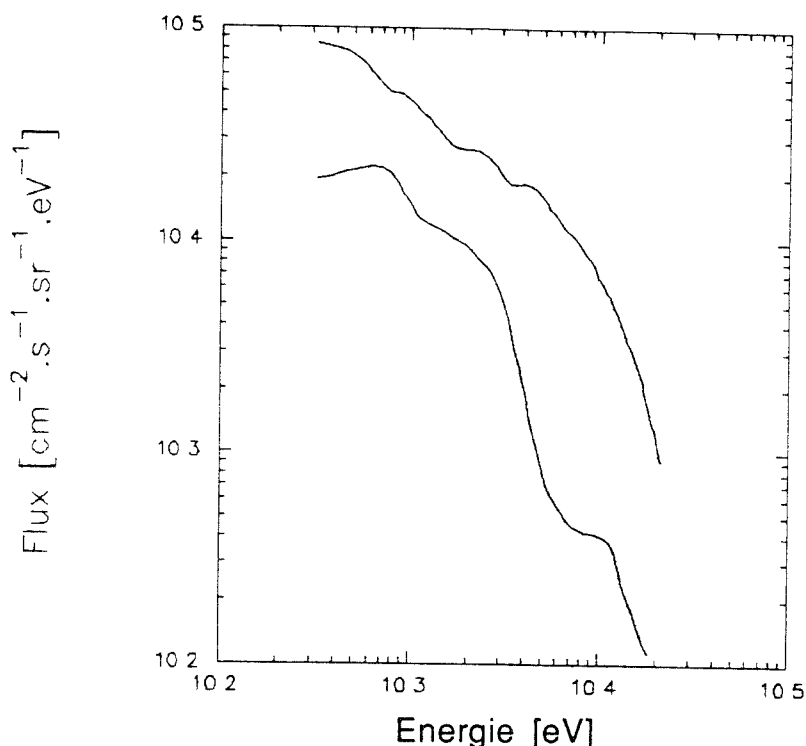


Figure 2-23 : Flux d'électrons mesurés par le satellite AUREOL 3 lors de la conjugaison avec EISCAT de Juin 1982. Tous les flux mesurés tombent entre les deux courbes représentées.

Nous montrons figure 2-24 la comparaison des densités électroniques. Les traits pleins sont issus de la mesure par le radar, en assumant deux compositions ionosphériques différentes. Le trait pointillé est le résultat issu du calcul de

Stamnes [Stamnes et al, 1986], avec le modèle non modifié par Lummerzheim. Les deux traits en points sont les résultats de notre propre calcul, avec et sans la production solaire. Nous avons utilisé le jeu A de sections efficaces, identique à celui de Stamnes. La fonction de phase de collisions élastiques est une diffusion en avant. Le flux utilisé est le flux (fictif) composé de tous les maxima (trait supérieur de la figure 2-23). L'accord de notre modèle avec la mesure est excellent. Le modèle de Stamnes montre un écart avec la mesure, mais il faut préciser qu'il est capable de calculer la densité électronique y compris à plus haute altitude -ce que nous ne pouvons pas faire-, et qu'il trouve d'excellents résultats vers 300 km.

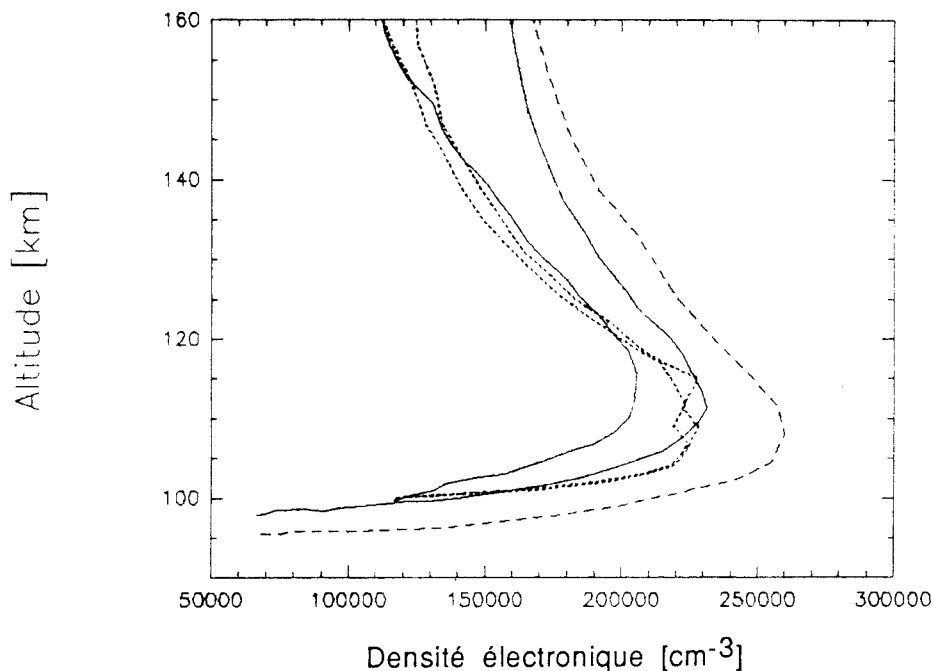


Figure 2-24 : Densité électronique. Les deux traits pleins représentent la mesure, le trait pointillé, le calcul de Stamnes, et les deux traits en points notre propre calcul, avec et sans photo-ionisation solaire.

2-6) Conclusion des deux premiers chapitres.

Nous avons longuement discuté un modèle de résolution de l'équation de transport. Ce modèle possède un certain nombre de points forts. La partie la plus sophistiquée est sans doute la prise en compte du flux entre deux points de grille, par l'interpolation en $\ln(E)$ et μ . Cela évite certains problèmes de choix de grille, soulevés par Swartz [1985], et exposés dans la partie 2-3-b. Le modèle optimisé de prédicteur-correcteur est un autre avantage du modèle.

Nous avons cependant été amené à modifier le programme sur certains points.

Ainsi, ce programme résout une écriture précise de l'équation. Cette écriture dépend de la forme adoptée de la fonction de pertes. Ici, écrire cette fonction sous la forme de l'équation 1-110 ($L(E) = a \frac{\ln(E)}{E} + \frac{b}{E}$) a permis de fournir une fonction

particulière de la dérivée de $L(E) \cdot \Phi(z, E, \mu)$ (équation 1-110). Cette fonction a été ensuite éclatée en plusieurs parties, de façon à mettre l'équation sous son aspect utilisable par le modèle prédicteur-correcteur (1-112).

Il suit que modifier la fonction est revenu à chercher une forme évoluée de la fonction de pertes, possédant les mêmes caractéristiques, mais permettant de coller aux mesures les plus récentes. Cela signifie concrètement rendre a et b dépendants de la température électronique, et de l'altitude.

En effet, on rappelle que la fonction utilisée initialement s'applique pour des énergies très supérieures à l'énergie thermique. Or, un électron à 1161 K -ce qui n'est pas rare- possède une énergie thermique de 0,1 eV. Utiliser la fonction de pertes sous cette forme n'est donc pas licite en dessous de 10 eV, si on admet que 1 est petit devant 100. En fait, on a vu que des différences apparaissent seulement au dessous de 3 eV. Lorsqu'on s'intéressera à une production d'électrons (chapitre 3), pour laquelle le seuil d'énergie est environ 13 eV, le choix de la fonction de pertes parmi les deux citées n'a pas d'importance. Par contre, pour le calcul du bilan d'énergie du chapitre 4, il sera nécessaire de descendre à des énergies de l'ordre de l'eV, ce qui justifie la modification.

Nous avons également modifié le paramètre η_c de la fonction de phase élastique (équation 1-66), et introduit une fonction de phase de diffusion en avant validée par la mesure. Nous avons intégré dans le modèle les données récentes de sections efficaces de collision et, pour la production primaire, du flux solaire.

Un défaut du modèle est dans la façon de traiter l'altitude, c'est à dire le transport. Si nous avons tenu à souligner la voie suivie par Stamnes, c'est parce qu'il nous semble que celle ci est plus "physique". Il est toujours difficile de traiter des dérivées dans un code numérique.

Enfin, une modification (simple) reste à faire dans ce modèle pour qu'il puisse tenir compte de flux précipités mesurés dans toutes les directions, et non seulement vers le bas.

Nous avons montré les résultats des tests que nous avons faits sur ce modèle. Ils nous ont fourni un certain nombre d'enseignements dont nous tiendrons compte par la suite: difficulté de sélectionner un jeu de sections efficaces, méthode de calcul des grilles d'altitude et d'énergie (exponentielles), et d'angles, choix de la fonction de phase de collision élastique. De ces tests, nous avons tiré une certaine confiance dans les résultats du modèle, qui nous servira pour les applications des deux chapitres suivants, la première en présence de photo-ionisation solaire, et la seconde en présence de précipitations.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

CHAPITRE 3: APPLICATION EN PRESENCE DE PHOTO-IONISATION SOLAIRE: EFFICACITE D'IONISATION.

3-1) But de l'étude.

3-2) Calcul des efficacités et discussion.

- a) Définition et méthode.
- b) Etude des efficacités.
- c) Interprétation.

3-3) Modèle



3-1) But de l'étude.

On a vu, dans la partie 1-1-b, que le flux de photons solaires constitue une source d'ionisation de l'atmosphère neutre, et crée une production d'électrons primaires. Lors de l'étude de cette production (chapitre 2-1), nous avons examiné la partie du flux qui, dans l'extrême ultra violet (longueur d'onde inférieure à 102.7 nm), crée l'ionisation. On sait également que l'équation 1-27 régissant cette production primaire est une équation relativement aisée à résoudre par ordinateur.

Les électrons primaires arrachés par photo-ionisation subissent des chocs dans l'atmosphère, et créent à leur tour de l'ionisation. La production secondaire due à cette ionisation est, par contre, difficile à calculer. Elle nécessite la résolution de l'équation de transport. Peu de modèles de cette équation existent actuellement. Puisque nous en possédons un, il était tentant de calculer le rapport entre la production secondaire et la production primaire, et voir si une tendance se dégageait.

En l'absence de cette information, il est généralement admis que ce rapport vaut 1.3, ce qui signifie que les physiciens modélisant l'ionosphère calculent la production primaire, et multiplient à chaque altitude la valeur obtenue par 1.3 pour tenir compte de l'ionisation secondaire [Taïeb et Ponsard,1984; Roble et al, 1987] .

3-2) Calcul des efficacités et discussion.

3-2-a) Définition et méthode.

La production primaire P_{prim} est calculée à partir de l'équation 1-27. La production secondaire P_{sec} est calculée à partir des équations 1-78 et 1-79.

Nous appelons efficacité d'ionisation des électrons primaires, et nous notons K_L le rapport (3-1):

$$K_L(z, f_s, \chi) = \frac{P_{\text{sec}}(z, f_s, \chi)}{P_{\text{prim}}(z, f_s, \chi)}$$

z représente l'altitude, f_s le flux solaire, et χ l'angle solaire zénithal.

Cet angle dépend de la latitude, de l'heure, de la date (via la déclinaison). Cependant, la latitude influence la production primaire par l'angle solaire zénithal, mais elle intervient également dans les densités de l'atmosphère neutre. Elle affecte donc les deux productions par ce biais. Il est alors licite de la considérer comme un paramètre indépendant, que nous notons λ : l'efficacité s'écrira $K_L(z, f_s, \chi, \lambda)$.

Dans l'expression des productions, nous avons fait ressortir les variables intérêt pour cette étude, au lieu de simplement les noter $P(z)$ comme dans la première partie.

Nous avons étudié l'efficacité sous l'effet des trois jeux de rayonnements solaires présentés en 2-1. Il s'agit donc des deux flux concernant une forte activité solaire (flux F79059N), et une activité solaire minimale (flux SC#21REFW) [Torr and Torr, 1985; Torr et Hinteregger, 1985]. Le troisième jeu est celui

correspondant à une activité solaire moyenne f_m , moyenne arithmétique des deux précédents. On rappelle que ces trois flux sont tracés dans la seconde partie, figure 2-4. Les flux solaires à 10,7 nm sont 68 pour le flux faible, 155 pour le flux moyen, et 243 pour le flux fort.

Nous avons fait varier dans notre étude les latitudes de 5 degrés en 5 degrés, depuis 45 jusqu'à 85 degrés, soit neuf latitudes. Pour chaque latitude, nous avons calculé l'efficacité à 13 angles solaires zénithaux différents compris entre 0 et 85 degrés. Aux hautes latitudes, l'angle solaire minimum et l'angle solaire maximum ne sont pas atteints en un même jour. Par exemple, à 85 degrés de latitude, l'angle solaire minimum est 61.5 degrés, atteint le 173^{ième} jour de l'année. Mais à cette date, le plus grand angle solaire est 71,5 degrés, loin des 85 degrés limites de l'angle solaire zénithal, pour lesquels il est nécessaire de se placer avant le 110^{ième} jour. Il a donc été nécessaire de faire varier la date. Or, cette variation affecte également l'atmosphère neutre. Cet effet consiste principalement en une variation de la densité d'oxygène atomique [figure 3-1]. Cet effet n'est pas important à basse altitude, où O_2 et N_2 jouent le rôle primordial (chapitre 2-1), et où, comme on va le voir, l'efficacité est grande. A haute altitude, on verra que l'efficacité est à peu près constante, et donc n'est pas influencée par ce changement de date. Nous avons alors décidé de ne pas considérer la date comme un paramètre indépendant.

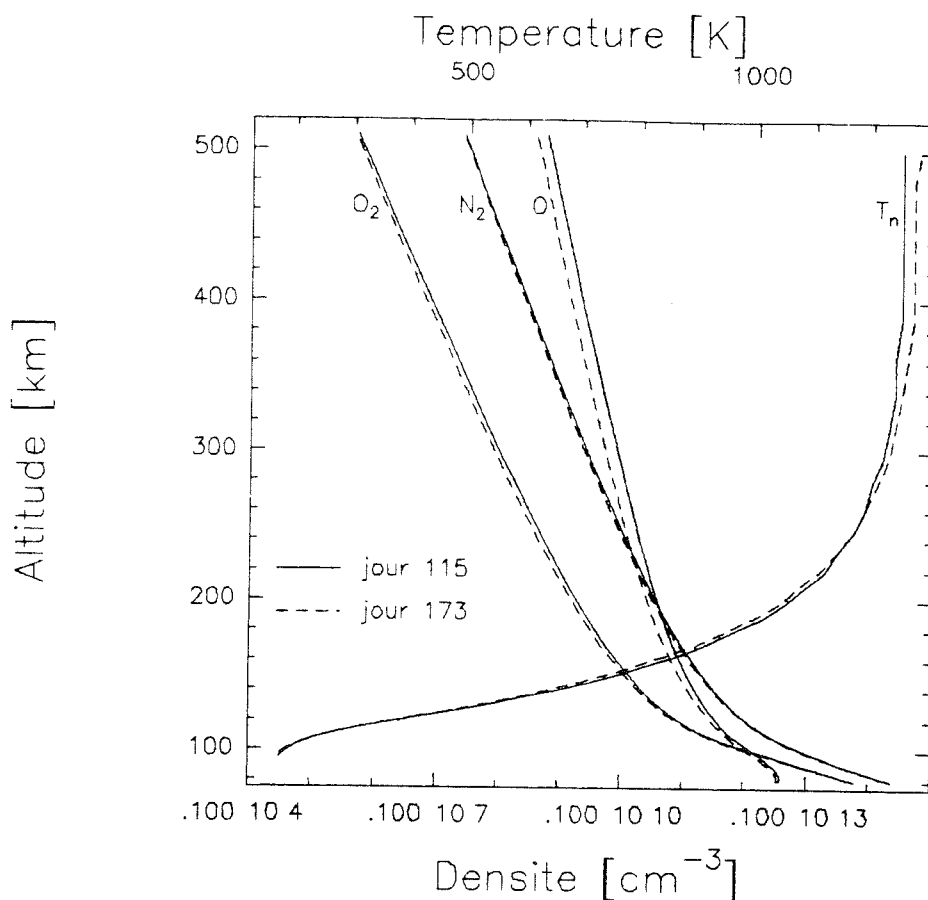


Figure 3-1 : Influence d'une variation de date sur l'atmosphère neutre. T_n représente la température du gaz neutre.

La grille d'altitude pour cette étude s'étend de 100 à 500 km, en 41 valeurs. Lors du calcul de l'efficacité, nous n'étions pas intéressé par la distribution angulaire. Nous avons donc réduit le problème à deux angles, pour la résolution de l'équation de transport. La grille d'énergie s'étend exponentiellement de 3 eV à 248 eV, énergie maximum des photons ionisants, en 50 points. Le jeu de sections efficaces de collisions est celui noté numéro B dans la partie 2-4-a. La fonction de phase des collisions élastique est la fonction de laboratoire.

3-2-b) Etude des efficacités.

Nous montrons, figure 3-2, le résultat du calcul des différentes productions primaires et secondaires, pour les trois flux solaires, à une latitude de 50 degrés, et un angle zénithal de 26.5 degrés. La production secondaire connaît un maximum local à une altitude inférieure à 200 km, lorsque la production primaire est importante, et les phénomènes de transport négligeables. Son maximum maximum est cependant à une altitude d'environ 105 kilomètres.

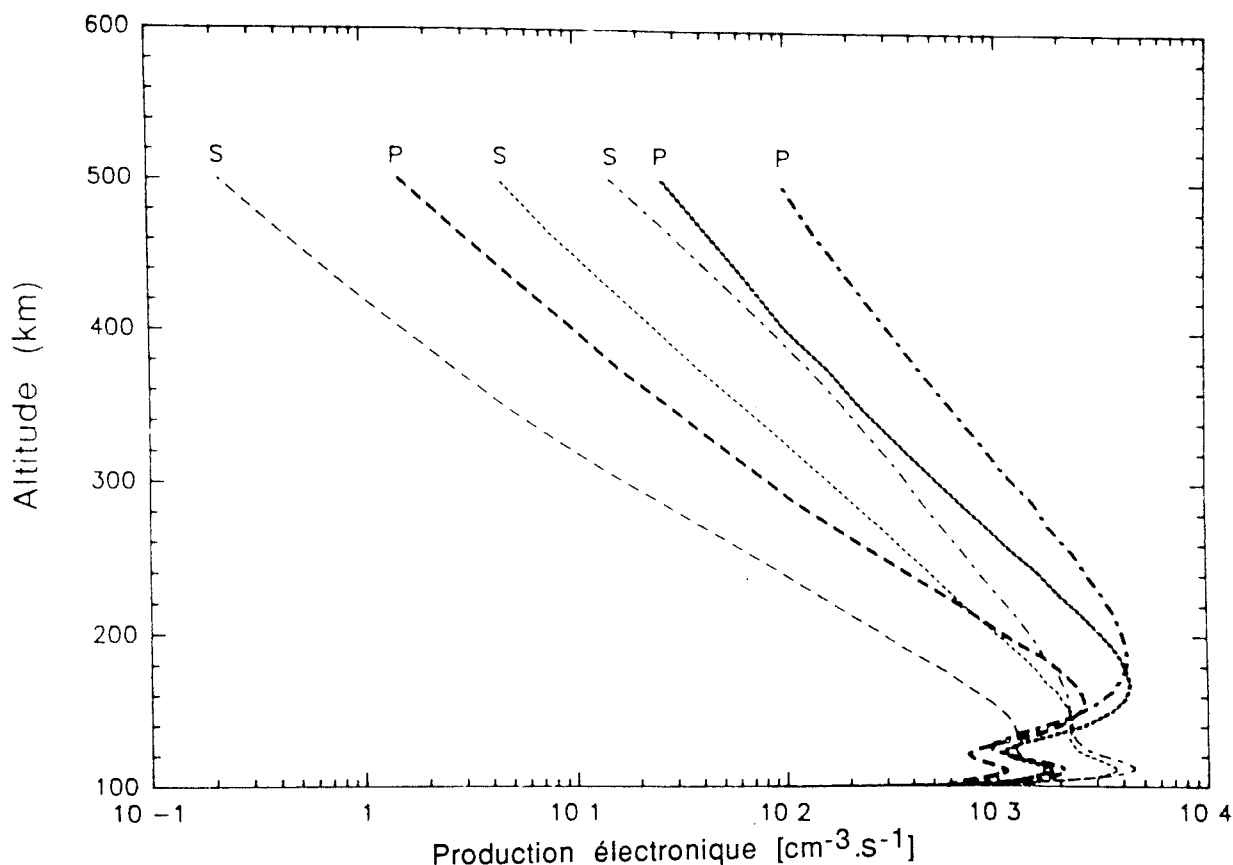


Figure 3-2 : Résultat du calcul des différentes productions primaires et secondaires pour les 3 flux solaires considérés, à une latitude de 50° , et un angle solaire zénithal de $26,5^\circ$. La lettre P désigne la production d'électrons primaires, et la lettre S la production d'électrons secondaires. Dans chaque cas -primaire et secondaire- on a de la gauche vers la droite, les flux faible, moyen et fort.

Nous allons à présent étudier l'influence des différents paramètres sur l'efficacité $K_L(z, f_s, \chi, \lambda)$.

Sur la figure 3-3, nous avons représenté la variation de l'efficacité en fonction de l'altitude, pour différentes valeurs de l'angle solaire zénithal. Au dessus de la région E, on voit qu'elle est approximativement constante, quelque soit l'angle solaire zénithal. Elle varie de 25 à 18% dans le cas du flux faible (case a). Dans le cas du flux moyen, tracé dans la case b, elle est de 35 à 19%, et 38 à 19% pour le flux fort, tracé dans la case c. En région E, l'efficacité croit considérablement, atteignant des valeurs de l'ordre de 2 en conditions calmes (figure 3-3-a), de 3 (figure 3-3-b) pour un flux lors de conditions solaires moyennes, et supérieures à 3 (figure 3-3-c) pour un flux lors de conditions solaires agitées.

Sur la figure 3-4-a, nous montrons, à 106 kilomètres, la variation de l'efficacité en fonction de l'angle solaire zénithal. Quatre courbes sont représentées, pour quatre latitudes différentes. Si nous nous plaçons à un angle solaire donné, on voit que l'efficacité croit avec la latitude. Par exemple, lorsque $\chi = 70$ degrés, $K_L(z, f_s, \chi, \lambda)$ vaut approximativement 0,5 à 45 degrés de latitude, mais elle vaut 0,85 à 75 degrés de latitude. Cependant, cet effet disparaît lorsque croît l'altitude.

Les valeurs de l'amplitude du maximum d'efficacité changent avec l'angle solaire zénithal. Ainsi, sur la figure 3-4-b, tracée pour un flux faible, on constate que lorsque l'angle solaire zénithal varie de 26.5 à 72.2 degrés, le maximum atteint par $K_L(z, f_s, \chi, \lambda)$ est multiplié par 1.10 en conditions calmes. Avec le flux solaire moyen, il serait multiplié par 1.16, et par 1.27 avec le flux fort.

Pour la même variation de l'angle solaire zénithal, l'altitude de ce maximum change elle aussi (figure 3-4-c), passant approximativement de 120 à 140 kilomètres.

Les figures 3-5 et 3-6 représentent respectivement l'efficacité en trois dimensions pour le flux solaire moyen, en fonction de l'altitude, et de l'angle solaire zénithal (à comparer avec la figure 3-3-a), et la variation de l'efficacité en fonction de la latitude et de l'angle solaire à 106 km (à comparer avec la figure 3-3-b). Pour des raisons de logiciel, il n'est pas possible d'y faire figurer les valeurs sur les axes. Cependant, ces figures illustrent de façon claire les propos précédents.

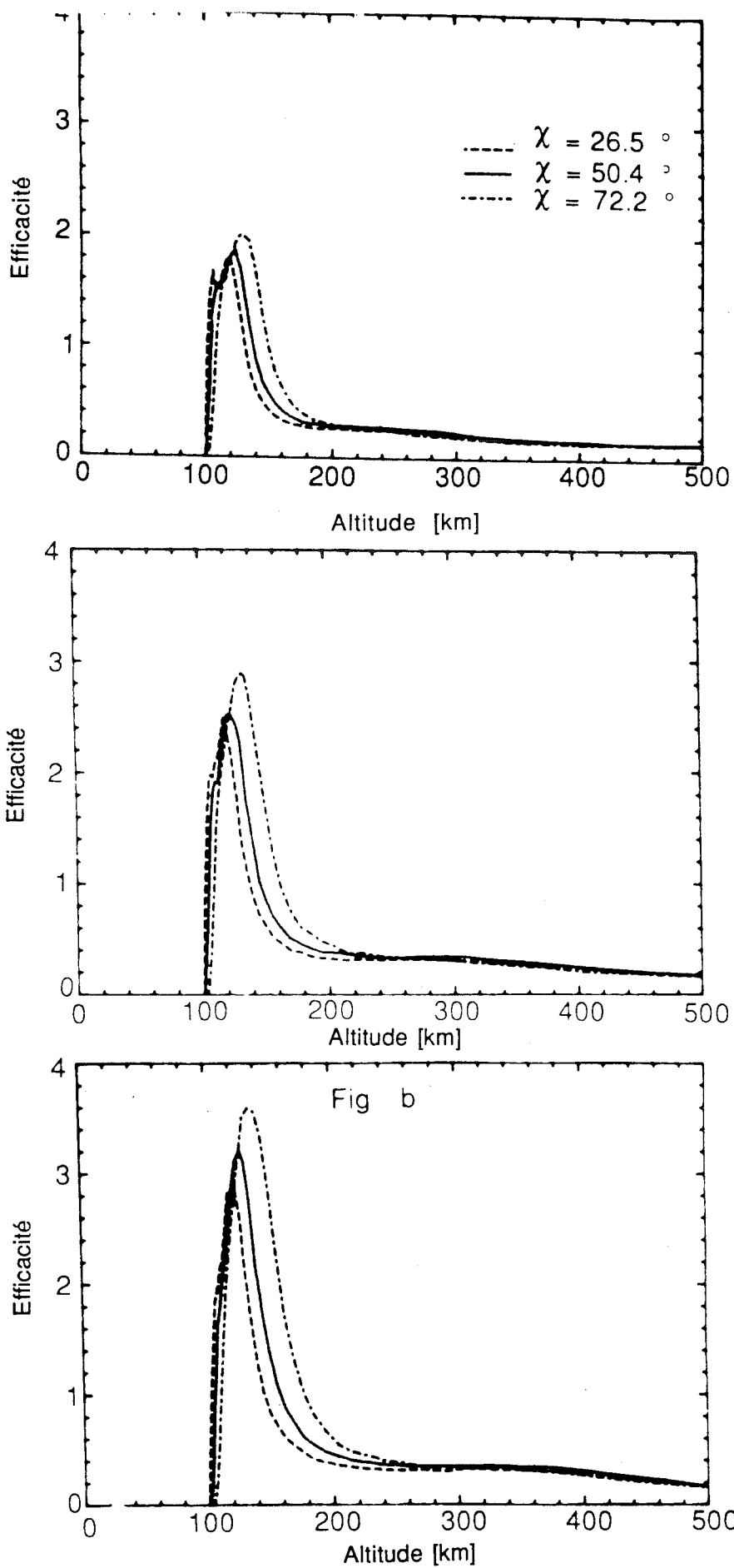


Figure 3-3 : Tracé de l'efficacité en fonction de l'altitude. L'efficacité correspondant à un flux solaire faible est dessinée dans la case du haut, celle correspondant à un flux solaire moyen est dessinée dans la case du milieu, et celle correspondant à un flux solaire fort dans la case du bas.

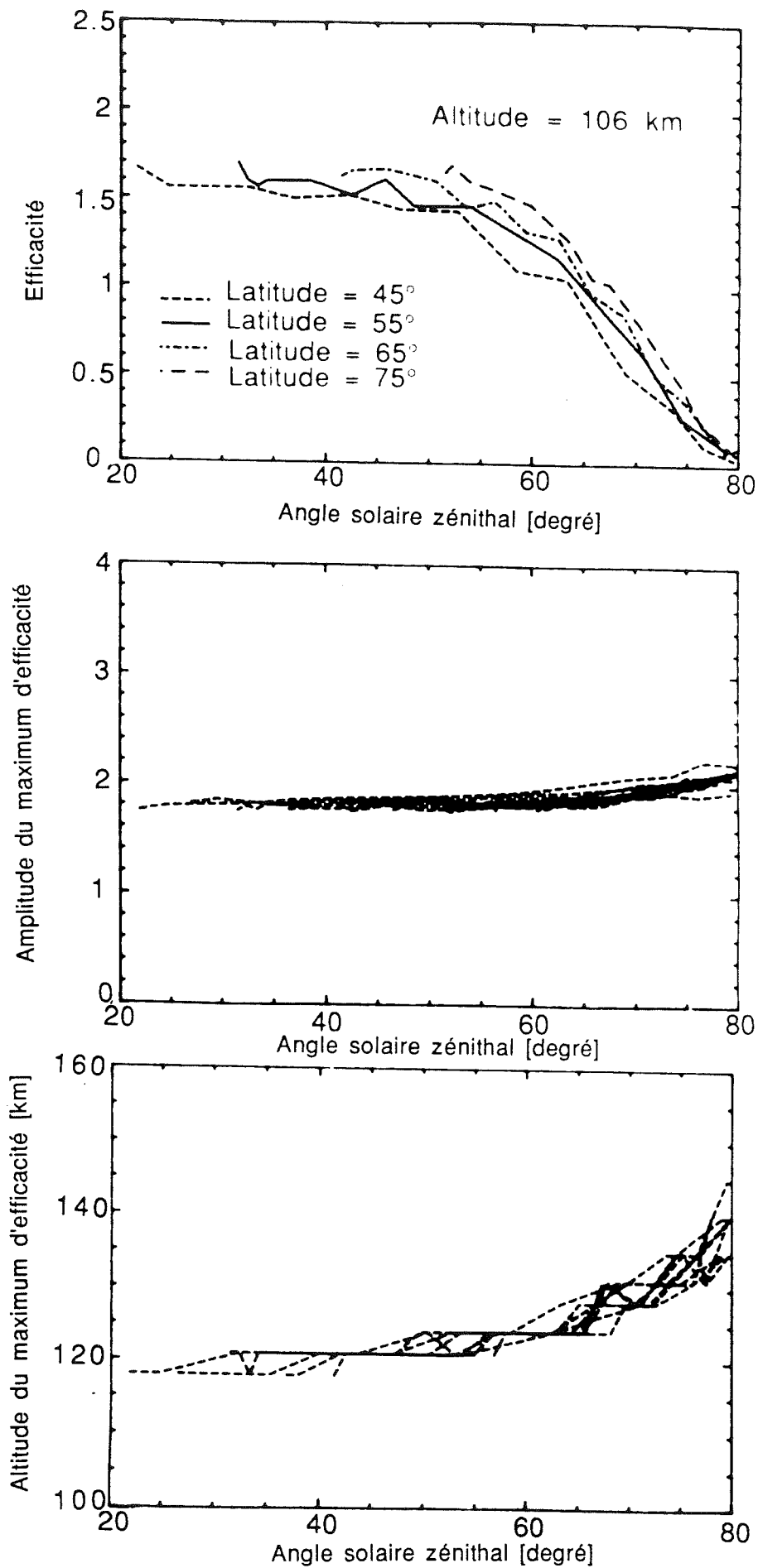


Figure 3-4 : La figure a du haut représente la variation de l'efficacité avec l'angle solaire zénithal, à quatre latitudes différentes. La case b du milieu la variation de l'amplitude du maximum d'efficacité avec l'angle solaire zénithal, à 9 latitudes, et la figure c du bas la variation de l'altitude du maximum d'efficacité avec l'angle solaire zénithal à 9 latitudes. Ces trois figures sont tracées pour un flux solaire faible.

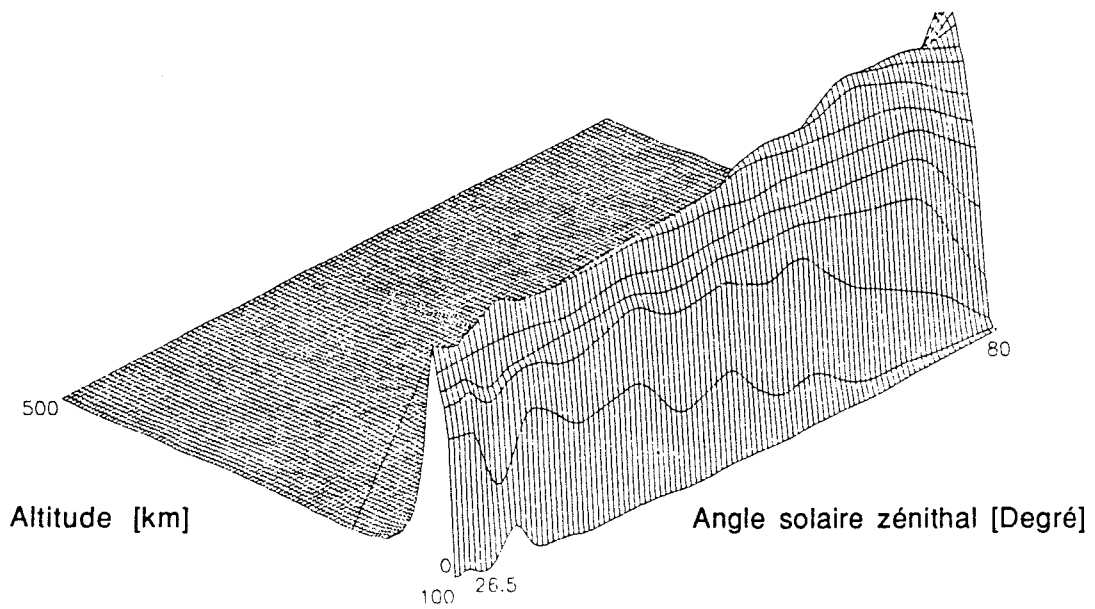


Figure 3-5 : Efficacité en fonction de l'altitude et de l'angle solaire zénithal, en trois dimensions, pour le flux moyen, à la latitude de 50 degrés. Pour un angle solaire zénithal de $26,5^\circ$ (à gauche de la courbe), l'efficacité est maximum à 118 km, où elle vaut 2,5. Pour un angle solaire zénithal de 80° (à droite de la courbe), l'efficacité est maximum à 150 km, où elle vaut 3,15.

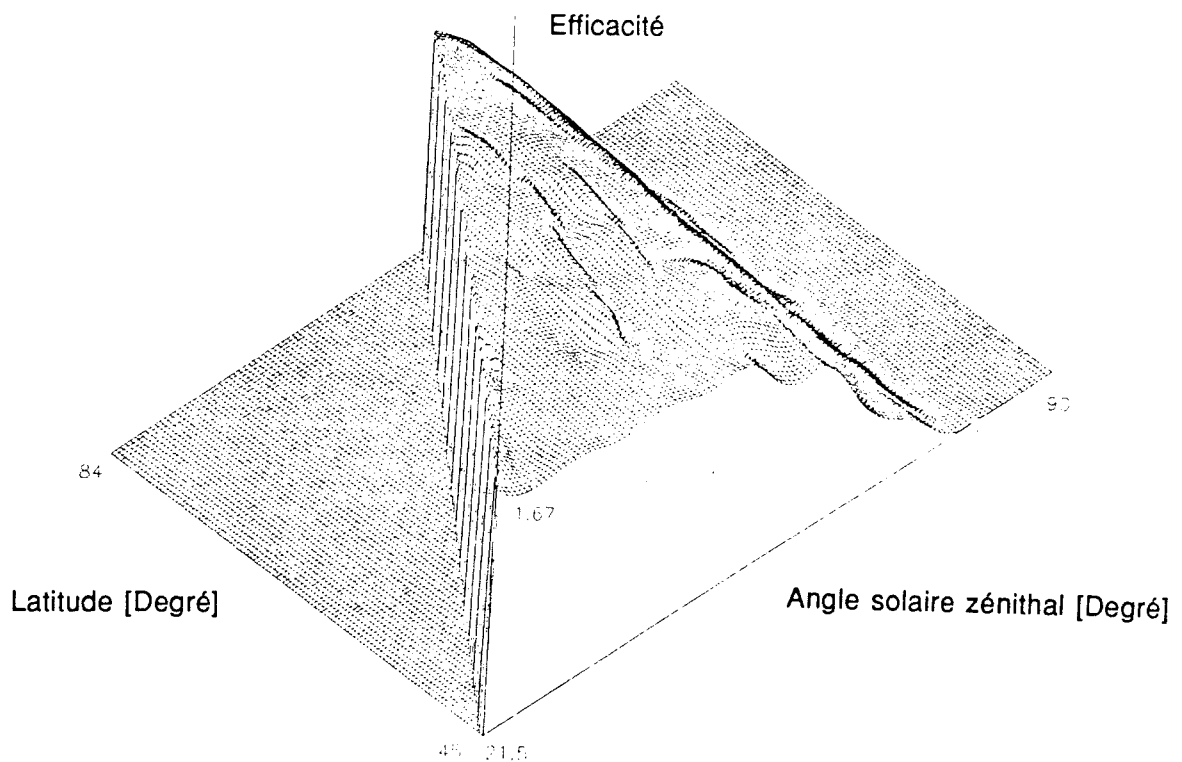


Figure 3-6 : Efficacité en fonction de la latitude et de l'angle solaire zénithal, en trois dimensions, pour le flux calme, à l'altitude de 106 km.

3-2-c) Interprétation.

Plusieurs phénomènes sont à prendre en compte. Tout d'abord, lorsque le soleil se couche - c'est à dire lorsque l'angle solaire zénithal croît-, les altitudes les plus basses sont les premières dans l'ombre, ce qui peut expliquer l'accroissement de l'altitude du maximum de l'efficacité $K_L(z, f_s, \chi, \lambda)$. D'autre part, plus l'angle solaire zénithal croît, et plus les rayons solaires traversent de larges couches d'atmosphère. L'énergie se trouve donc davantage absorbée. Mais les sections efficaces de photo-absorption sont élevées dans le centre du spectre, entre 30 et 80 nm par exemple pour l'oxygène atomique, abondant à haute altitude. Il suit qu'il y a relativement plus d'absorption dans cette partie du spectre que dans les extrêmes. Nous obtenons donc trois zones:

Partie basse du spectre d'énergie (longueurs d'ondes supérieures à 80 nm): à ces énergies, les électrons primaires créés ont un faible pouvoir ionisant. La production secondaire résultant de ces primaires diminue lorsque le soleil se couche, mais elle était déjà faible.

Partie médiane du spectre d'énergie (longueurs d'ondes comprises entre 30 et 80 nm): les sections efficaces de photo-ionisation sont les plus élevées dans cette zone d'énergie moyenne, que ce soit pour l'oxygène atomique, abondant à haute altitudes, ou pour N_2 et O_2 (figure 2-3). Lorsque l'angle solaire zénithal croît, la production de primaires d'énergie moyenne est donc grandement affectée. Mais ces électrons sont également peu ionisants, et de ce fait, si la production de secondaires due aux primaires de cette zone décroît, cela modifie faiblement la production totale des électrons secondaires.

Partie haute du spectre d'énergie (longueurs d'ondes inférieures à 30 nm): les sections efficaces de photo-ionisation sont de nouveau moins fortes (figure 2-3). Il y a moins d'électrons primaires créés lorsque l'angle solaire zénithal croît, mais cette diminution est relativement plus faible que celle des électrons de la zone moyenne: ce sont les électrons primaires de haute énergie -c'est à dire potentiellement les plus ionisants- qui sont le moins affectés.

Il suit que la production d'électrons secondaires ne décroît pas dans des proportions aussi grandes que la production d'électrons primaires, et qu'on assiste à un accroissement de l'efficacité d'ionisation.

Interprétons à présent le fait que l'efficacité du flux moyen est plus proche de celle du flux fort, que de celle du flux faible. Pour cela, nous intégrons les flux en énergie. Le flux faible possède une énergie intégrée de $1,04 \cdot 10^{13} \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, le flux fort, de $3,12 \cdot 10^{13} \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et le flux moyen de $2,43 \cdot 10^{13} \text{ eV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le rapport en énergie du flux fort au flux moyen est donc de 1.28, tandis qu'il est de 2.34 dans le cas du flux moyen au flux faible: prendre la moyenne des deux flux en photons ne revient pas à prendre la moyenne en énergie. La figure 3-7 représente le flux d'énergie en fonction de l'énergie. Les lignes grasses représentent le flux d'énergie intégré, tandis que les lignes fines montrent le flux d'énergie. On voit que le flux d'énergie du flux solaire moyen est plus proche du flux d'énergie du flux solaire fort que du flux d'énergie du flux solaire faible.

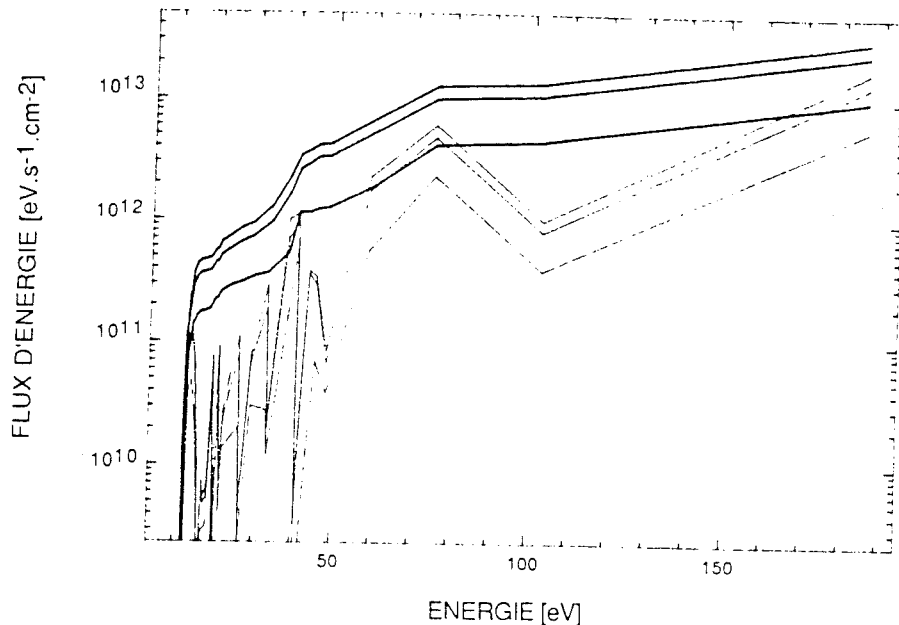


Figure 3-7 : Flux d'énergie pour les trois conditions solaires: les traits gras représentent le flux d'énergie intégré, et les traits fins le flux d'énergie.

3-3) Modèle

Il est tentant de construire un modèle mathématique décrivant l'efficacité. Ce modèle doit être fonction des variables explicatives, altitude, latitude, angle solaire zénithal, flux solaire.

S'il existait un moyen de déduire le spectre solaire à partir de la mesure d'un (ou plusieurs) indice géomagnétique, l'intensité de la raie à 10.7 nm par exemple, un tel modèle pourrait être global, fonction alors de l'altitude, de la latitude, de l'angle solaire zénithal, et de cet indice. Plusieurs tentatives ont été faites pour lier le flux solaire à un seul, ou plusieurs paramètres [Hinteregger, 1981], sans succès. Il y a donc une loi d'efficacité par flux solaire. Nous avons proposé pour cette loi une forme générale, et calculé trois jeux de paramètres pour les trois conditions solaires étudiées. L'examen de la variation de l'amplitude de l'efficacité, et du maximum de son altitude fait "naturellement" penser à y inclure la fonction de Chapman. La forme de l'efficacité en fonction de l'altitude rappelle une gaussienne autour de l'altitude du maximum, avec un seuil aux hautes altitudes.

Nous avons donc défini l'amplitude de l'efficacité, et le maximum de son altitude selon:

$$A(f_s, \chi, \lambda) = \frac{\alpha_3}{\cos(\chi)} + \alpha_4 + \alpha_5 \cdot \sin(\text{latitude}) \quad (3-2)$$

$$z_m(f_s, \chi, \lambda) = \frac{\alpha_6}{\cos(\chi)} + \alpha_7 + \alpha_8 \cdot \sin(\text{latitude}) \quad (3-3)$$

Les coefficients α_i sont donnés dans le tableau 3-1.

Lorsque $z_m(f_s, \chi, \lambda)$ et $A(f_s, \chi, \lambda)$ sont calculés, on déduit l'efficacité estimée $K_L^{est}(z, f_s, \chi, \lambda)$ d'après (3-4):

$$K_L^{est}(z, f_s, \chi, \lambda) = A(f_s, \chi, \lambda) \exp\left(-\left(\frac{z - z_m(f_s, \chi, \lambda)}{\sigma}\right) 2\alpha_1\right) \quad \text{si } z \leq z_m$$

$$K_L^{est}(z, f_s, \chi, \lambda) = (A(f_s, \chi, \lambda) - C(f_s)) \exp\left(-\left(\frac{z - z_m(f_s, \chi, \lambda)}{\sigma}\right) 2\alpha_2\right) + C \quad \text{si } z > z_m$$

C est une constante qui représente le seuil d'efficacité aux hautes altitudes, et ne dépend que de l'activité solaire. Les coefficients sont donnés dans le tableau 3-1.

Nous avons ajusté les paramètres en minimisant la somme des carrés de $(K_L^{est} - K_L)$. L'erreur moyenne sur l'ensemble des réalisations est de l'ordre de 5%.

La figure 3-8 représente l'efficacité modélisée, en fonction de l'altitude, pour les trois flux solaires, dans les mêmes conditions que l'efficacité calculée de la figure 3-3. Sur la figure 3-9, nous représentons pour le flux faible, la variation de K_L^{est} , de l'amplitude A et de l'altitude z_m de son maximum avec l'angle solaire zénithal, qui sont à comparer avec les variations de l'efficacité calculée des figures 3-4.

L'estimée reproduit correctement la valeur calculée de K_L , excepté à la plus basse altitude. Comme la confiance à accorder au calcul de la production secondaire au point le plus bas est faible (chapitre 2-3), cela n'est pas préjudiciable au modèle.

Il est intéressant de constater que le seuil d'efficacité C vaut sensiblement 0,3. Cela correspond aux valeurs utilisées auparavant, dans l'estimation de la production secondaire à partir de la production primaire.

L'ensemble de ce travail a été rédigé et publié dans les Annales Geophysicæ [Lilensten et al, 1989]. Au moment où il était soumis, Torr et Richard [1988] proposaient une étude parallèle. Leur étude porte sur un seul angle solaire zénithal. La grille d'énergie -plus dense que la nôtre- s'étend de 100 à 248 eV. L'altitude a été stoppée à 120 km. Enfin, ils ont étudié une efficacité différentielle, c'est à dire pour chacun des éléments séparés de l'atmosphère, pour chacune desquelles ils proposent un modèle. Il est donc difficile de comparer les deux modèles. Cependant, eux aussi arrivent à la conclusion que la valeur de 0,3 est proche de la réalité à haute altitude, tandis qu'elle est nettement sous-estimée plus bas.

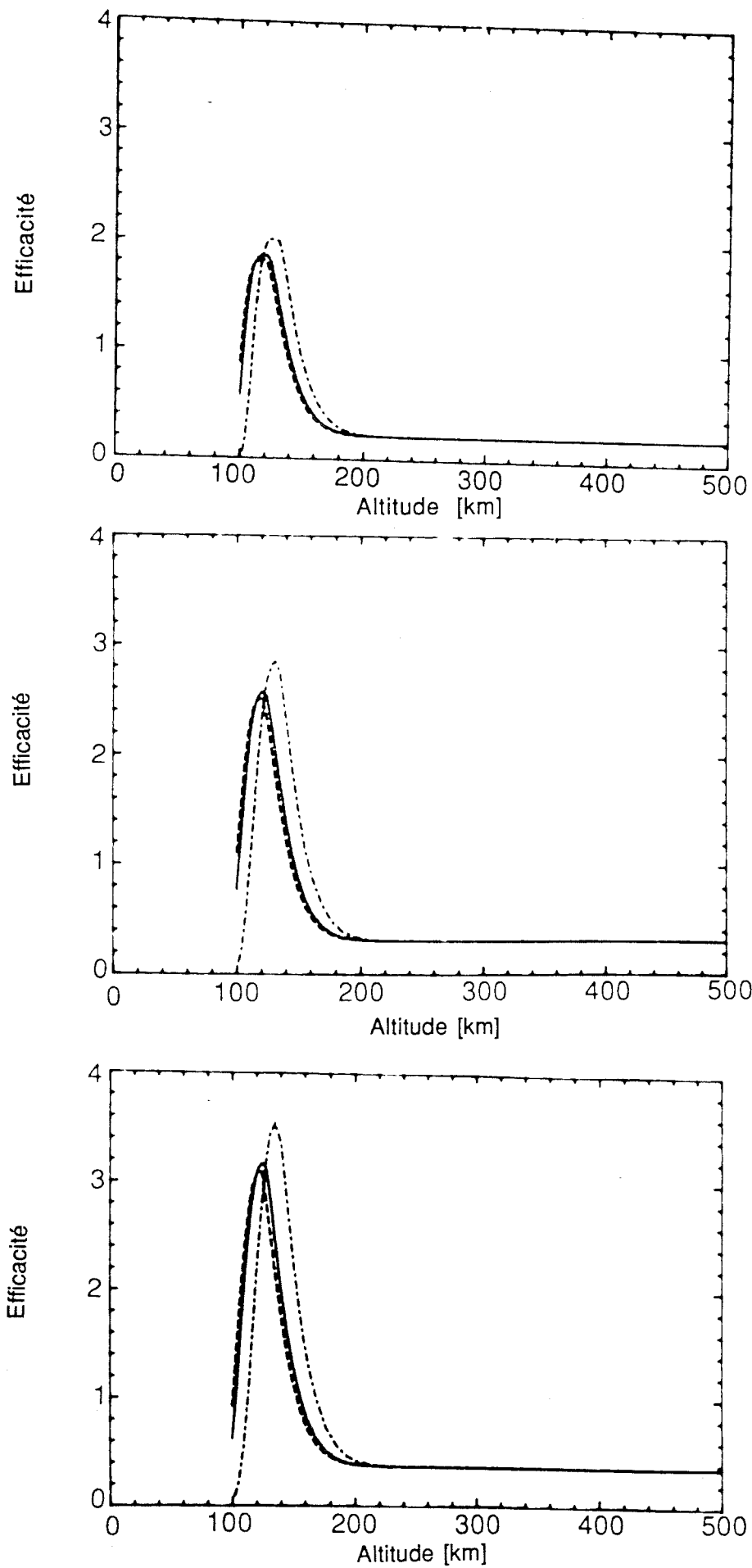


Figure 3- 8: Tracé de l'efficacité modélisée en fonction de l'altitude dans des conditions identiques à la figure 3-3.

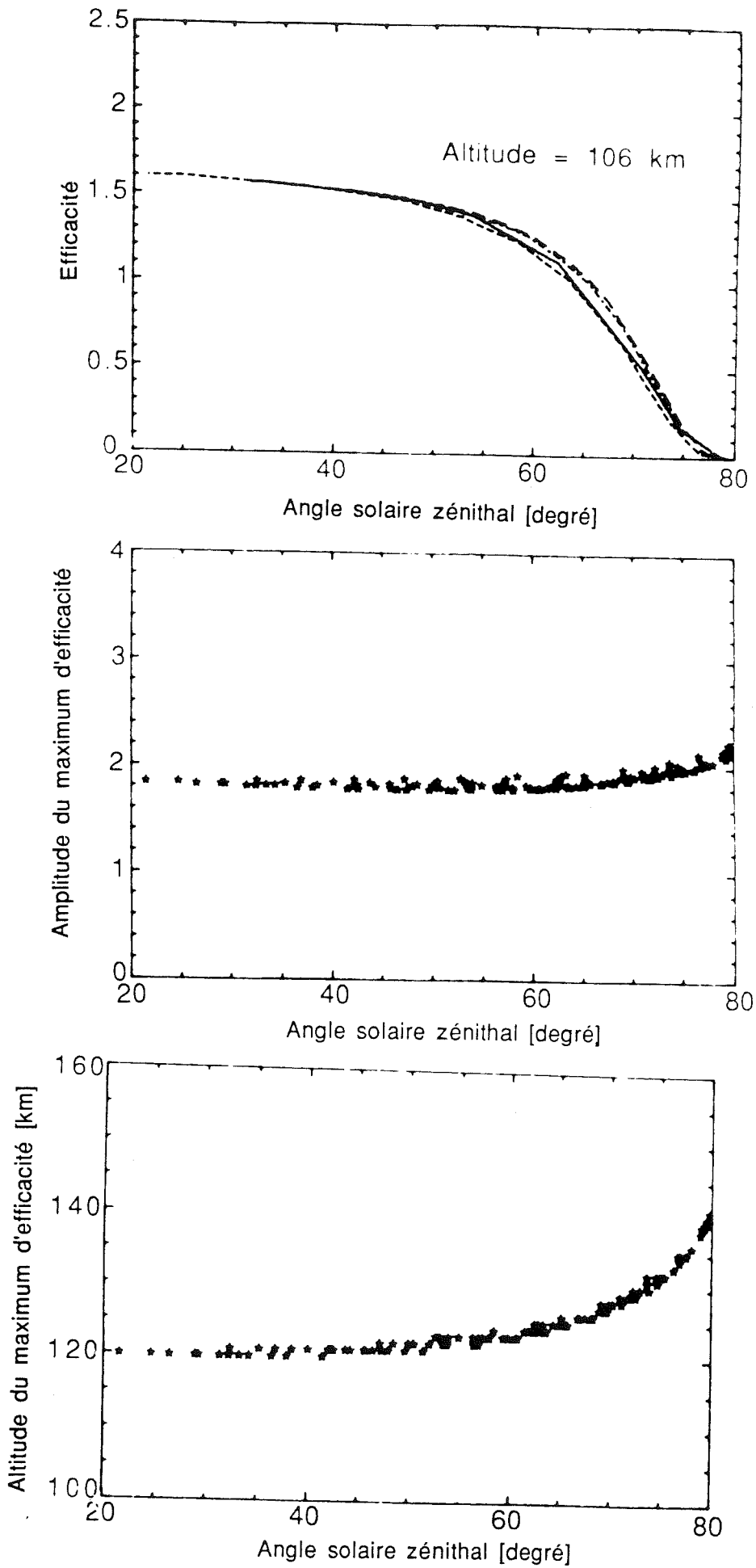


Figure 3-9 : Evolution de l'efficacité modélisée, de l'amplitude et de l'altitude de son maximum en fonction de l'angle solaire zénithal, dans les mêmes conditions que celles de la figure 3-4.

Flux	faible	Moyen	Fort
α_1	0,721	0,680	0,665
α_2	2,30	1,53	1,36
α_3	0,088	0,156	0,209
α_4	2.05	2.79	3.52
α_5	-0.43	-0.59	-0.86
α_6	4.61	5.73	6.28
α_7	118	116	120
α_8	-4.54	-2.71	-4.31
σ	21.1	21.6	22.1
C	0.223	0.303	0.364

Tableau 3-1 Coefficients pour le calcul de l'efficacité.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

CHAPITRE 4 APPLICATION EN PRESENCE DE PRECIPITATIONS: BILAN ENERGETIQUE DANS L'IONOSPHERE.

4-1) But de l'étude.

4-2) Bilan énergétique: théorie.

- a) Equation du bilan d'énergie.
- b) Chauffage.
- c) Relaxation.
- d) Conduction de la chaleur.
- e) Calcul d'erreur.

4-3) Observations.

- a) VIKING.
- b) EISCAT.
- c) Evénements conjugués.

4-4) Bilan énergétique: résultats.

- a) Calcul du flux stationnaire et de la densité électronique
- b) Calcul du chauffage des électrons thermiques
- c) Calcul de la relaxation.
- d) Calcul de la conduction de chaleur.
- e) Bilan d'énergie et discussion.



Nous venons d'étudier une application du modèle de résolution de l'équation de transport dans le cas où le soleil est levé. Au cours de la nuit, les électrons précipités constituent la source principale d'ionisation, créant aux hautes latitudes l'ovale auroral. Nous allons voir à présent une application dans des conditions nocturnes, en étudiant le bilan énergétique de l'ionosphère.

4-1) But de l'étude.

La température des électrons ionosphériques est déterminée à l'état stationnaire par la compétition de différents processus, qui sont le chauffage, le refroidissement, et le flux de chaleur.

A haute latitude, les sources de chauffage sont soit les électrons primaires dus à la photo-ionisation solaire, soit les électrons précipités. La figure 4-1 [Rosenberg and Lanzerotti, 1979] résume, pour les basses altitudes l'ensemble des sources de chauffages. On voit que pour les régions E et F, nous n'avons pas, a priori, à tenir compte d'autres sources de chauffage tel que le rayonnement cosmique par exemple, qui n'interviennent de façon significative qu'au dessous de 70 km.

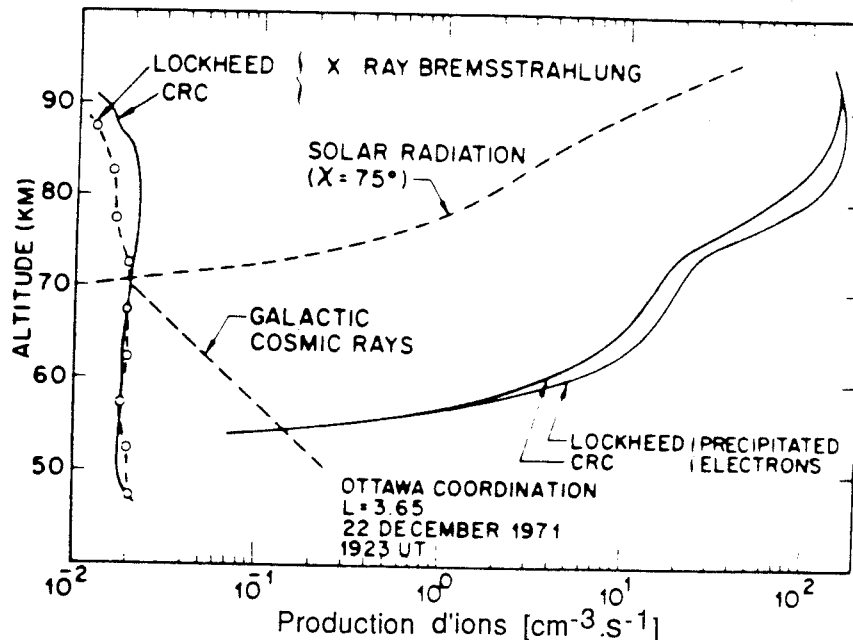


Figure 4-1 : Etude des sources d'ionisation à basses altitudes. On voit sur cette courbe qu'il n'est pas nécessaire aux altitudes de notre étude de tenir compte d'autre source que le flux précipité, et notamment pas des rayons cosmiques [Rosenberg et Lanzerotti, 1979].

Le refroidissement des électrons thermiques se fait par un transfert d'énergie sur le gaz neutre et sur les ions. Différents phénomènes d'excitation se concurrencent, parmi lesquels l'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique joue comme on le verra un rôle de premier plan.

La conduction de chaleur, qui se fait le long des lignes de force du champ magnétique, peut devenir une source extrêmement importante en région F. Elle est également un phénomène non linéaire.

Stamnes [Stamnes et al, 1986] a utilisé une méthode de bilan d'énergie pour déduire la température électronique de l'expérience ARCAD, décrite au chapitre 2. Néanmoins, une étude du bilan énergétique complet, invoquant à la fois des mesures de satellite et de radar, incluant la conduction de chaleur et prenant en compte une situation nocturne (précipitations seules) n'a, à notre connaissance, jamais été publiée. Elle peut être riche d'enseignements, aussi bien dans le cas où le résultat est positif que dans le cas où pertes et gains ne s'égalent pas. Nous nous proposons de l'examiner au cours de ce chapitre.

Des mesures de satellite, nous attendons la valeur du flux précipité, dont nous tirerons le taux de chauffage des électrons thermiques, via le flux stationnaire d'électrons. Des mesures radar, nous attendons la densité électronique en fonction de l'altitude, la composition ionique, ainsi que les températures électroniques, ioniques, et la température exosphérique. Ces paramètres sont indispensables au calcul des pertes comme à celui de la conduction de chaleur. La densité et la température électronique sont en outre des paramètres d'entrée du modèle de l'équation de transport. Si ces paramètres n'ont pas joué de rôle primordial jusqu'à présent, c'est que nous nous étions cantonnés aux énergies élevées (supérieures aux seuils d'ionisation). Notre propos étant de descendre aux basses énergies, le terme de perte va prendre une grande importance.

Au cours de ce chapitre, nous examinerons tout d'abord la théorie du bilan d'énergie. Nous entrerons ensuite dans la description de l'expérience, passages du satellite Viking au dessus du radio-observatoire EISCAT. Nous nous interrogerons sur la méthode à suivre. Puis nous résoudrons les équations du bilan énergétique. Nous évaluerons les erreurs de nos calculs, et en discuterons les résultats.

4-2) Bilan énergétique: théorie.

4-2-a) Equation du bilan d'énergie:

Nous venons de voir que la température de l'ionosphère est déterminée par la compétition de différents processus, qui sont le chauffage, le refroidissement, et la conduction de la chaleur. Notons $Q_e(z)$ les différents processus de chauffage à l'altitude z , $R_{lx}(z)$ les processus de relaxation (refroidissement) et $\chi(z)$ la conduction de la chaleur, tous trois exprimés en $eV\ cm^{-3}\ s^{-1}$.

Banks et Kockarts [1973], Lejeune [1973], Schunk [1975,1977], et Schunk et Nagy [1978] ont montré que sous certaines hypothèses, la variation du taux d'énergie dans l'ionosphère, en fonction du temps, pouvait s'écrire:

$$\frac{3}{2} N_e k \frac{\partial T_e}{\partial t} = \chi(z) + \sum Q_e(z) - \sum R_{lx}(z) \quad (4-1)$$

Les hypothèses faites sont un plasma ionosphérique largement dominé par les collisions, un mouvement des électrons le long des lignes de force du champ magnétique, et l'absence de courants électriques alignés. Cette dernière hypothèse

n'est pas toujours vérifiée. Dans ce cas, une partie hautement non linéaire vient s'ajouter à l'équation (4-1)

En région F, la température électronique répond rapidement à une stimulation. Nous négligeons donc les variations temporelles. L'équation du bilan d'énergie s'écrit alors (4-2):

$$\chi(z) + \sum Q_e(z) - \sum R_{lx}(z) = 0$$

Nous allons étudier les différents termes de cette équation de façon théorique, avant de regarder, sur des mesures, le bilan énergétique.

4-2-b) Chauffage.

Expression du chauffage:

On a vu que les électrons primaires -qu'ils soient dus à une photoionisation ou issus de précipitations- subissent dans l'atmosphère un certain nombre de chocs au cours desquels ils cèdent leur énergie. Tant que leur énergie est supérieure à 50 eV environ, le processus principal de pertes est l'ionisation, et l'excitation de transitions optiques des constituants de l'atmosphère neutre. Vers 20 eV, l'excitation de niveaux métastables des constituants de l'atmosphère neutre devient le processus prépondérant. Mais lorsque l'énergie se trouve être de l'ordre de l'électron-volt, le processus majoritaire est le chauffage des électrons thermiques, à travers les collisions élastiques, que nous avons caractérisé comme une friction.

Par la suite, nous appellerons, conformément à la plus grande partie de la littérature $Q_e(z)$ le chauffage des électrons énergétiques sur les électrons thermiques. Une expression complète de ce chauffage est donnée par Hoegy [1977] (4-3):

$$Q_e(z) = \int_0^{E_t} (E - \frac{3}{2}kT_e) P_e dE + \int_{E_t}^{\infty} -\frac{dE}{dx} \Phi(z,E) dE + (E_t - \frac{3}{2}kT_e) (-\frac{dE}{dx} \Phi(z,E_t))$$

E représente l'énergie tandis que E_t est l'énergie à laquelle le flux des thermiques et le flux des électrons non-maxwelliens sont égaux.

T_e est la température électronique. $\Phi(z,E)$ est le flux stationnaire d'électrons intégré en angles.

$-\frac{dE}{dx}$ représente le taux auquel un électron d'énergie E perd son énergie en traversant le milieu ambiant. Si $L(E,n)$ et $L(E,e)$ représentent successivement les sections efficaces d'arrêt par le gaz neutre et par les électrons thermiques, on a:

$$L(E,n) = -\frac{1}{N_n} \frac{dE(n)}{dx}, \text{ concernant les pertes sur le gaz neutre.} \quad (4-4)$$

$$L(E,e) = -\frac{1}{N_e} \frac{dE(e)}{dx}, \text{ concernant les pertes sur les thermiques.} \quad (4-5)$$

La section efficace d'arrêt est simplement la fonction de pertes, dont différentes expressions ont été étudiées au paragraphe 1-2-b-δ. Pour une étude du bilan énergétique, il est nécessaire de descendre à des énergies de l'ordre de l'électron-Volt, énergies auxquelles des processus de relaxation des thermiques aussi important que l'excitation de la structure fine de l'oxygène ont leur place. C'est pourquoi nous retiendrons pour cette étude l'expression proposée par Swartz et al [1971] de pertes sur les thermiques:

$$-\frac{dE}{dx} = N_e \cdot L(E) = \frac{3.37 \cdot 10^{-12}}{E^{0.94} N_e^{0.03}} \left\{ \frac{E - E_e}{E - 0.53 E_e} \right\}^{2.36} \quad (4-6)$$

Cette expression a été ré-écrite comme montré en 1-2-b-δ.

Dans l'expression de Q_e , le premier terme correspond aux électrons créés avec une énergie thermique (inférieure à E_t), et est négligeable. Le second terme contribue pour 40 à 60% au chauffage, et représente les pertes du flux stationnaire à toutes énergies sur les thermiques. Le troisième terme, d'une importance similaire au précédent, est appelé "terme de surface", et correspond aux pertes se situant entre l'énergie E_t (à laquelle les flux thermiques et de photo-électrons sont égaux), et l'énergie des thermiques. Il est donc nécessaire de calculer l'énergie E_t et le flux des thermiques.

Calcul du flux thermique:

Un gaz de densité $N(z)$ et de température $T(z)$ en fonction de l'altitude z possède à l'équilibre thermique des particules dont les vitesses ont une distribution maxwellienne. A trois dimensions, le nombre de particules par m^3 possédant des vitesses comprises entre v et $v+dv$ s'écrit:

$$f(v) = N(z) \left[\frac{m}{2\pi k T(z)} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{1/2 m v^2}{kT(z)}\right) [s^3 \cdot m^{-6}] \quad (4-7)$$

où k est la constante de Boltzman. On pose v_{th} la vitesse thermique égale à:

$$v_{th}(z) = \left(\frac{2 k T(z)}{m} \right)^{1/2} [m \cdot s^{-1}] \quad (4-8)$$

et on utilise comme dans le chapitre 1 (équation 1-14) un changement de variable pour passer au flux des thermiques Φ_{th} :

$$\Phi_{th}(E, z) = \frac{v^2}{m} f(v) \quad (4-9)$$

Il vient des équations précédentes, en indiquant e pour désigner des électrons et en divisant par 4π pour obtenir des flux par stéradian, la valeur du flux des thermiques:

$$\Phi_{th}(E, z) = \frac{N_e(z)}{4\pi} \frac{v^2}{m_e} \left[\frac{m_e}{2\pi k T_e(z)} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{v_{th}^2}\right) \quad (4-10)$$

L'énergie des thermiques est définie par

$$E_e(z) = \frac{1}{2} m_e v_{th}^2 = kT_e(z) \quad (4-11)$$

En insérant cette équation dans 4-10, on trouve le flux des électrons thermiques:

$$\Phi_{th}(E,z) = \frac{2N_e(z)}{4\pi m_e^2} \left[\frac{m_e}{2\pi E_e(z)} \right]^{3/2} E \exp\left(-\frac{E}{E_e(z)}\right) \quad (4-12)$$

$N_e(z)$ représente la densité électronique à chaque altitude, m_e la masse d'un électron, E l'énergie cinétique de la particule. Numériquement, et dans notre système CeVS, il vient:

$$m_e = 5,69 \cdot 10^{-16} \text{ eV.cm}^{-2}.\text{s}^2 ; E_e(z) = 8,61 \cdot 10^{-5} T_e(z)$$

$$\Phi_{th}(E,z) = 5,3 \cdot 10^{11} N_e(z) E \exp\left(-\frac{E}{8,61 \cdot 10^{-5} T_e(z)}\right) \quad (4-13)$$

$\Phi_{th}(E,z)$ est exprimé en $[\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{eV}^{-1}.\text{sr}^{-1}]$. L'énergie E_t est telle que ce flux est égal au flux stationnaire des électrons.

Autres sources:

D'autres processus de chauffage des électrons thermiques ambiants existent. Ainsi, Rohrbaugh et al [1973] ont montré que la raie 2D de l'oxygène atomique pouvait participer, au cours de la désexcitation, pour 5 à 18% du chauffage, de 300 à 500 km. Ce phénomène a cependant été étudié à Arécibo, par des conditions diurnes, dans des conditions très différentes donc des conditions nocturnes à haute latitude. De plus, ces auteurs proposent une proportion (5 à 18 %), et non une loi fonction de la densité en O^+ . Nous n'en tiendrons donc pas compte ici.

D'autre part, la recombinaison dissociative d'ions moléculaires ($XY^+ + e^- \rightarrow X+Y$) se fait avec un dégagement de chaleur susceptible de chauffer les électrons thermiques. Hamlin et Myers [1974] ont montré que cet apport d'énergie pouvait contribuer pour 2,6 à 5,3% du chauffage global. Le calcul de l'apport de cette recombinaison suppose la connaissance à chaque altitude des densités en O_2^+ et en N_2^+ , connaissances qui nous échappent. Nous négligerons donc également ce phénomène par ailleurs minoritaire.

Le champ électrique peut jouer un rôle dans le chauffage des électrons thermiques. Aux hautes latitudes, les champs électriques perpendiculaires au champ magnétique peuvent drainer les électrons et les ions à travers le gaz neutre. Il s'en suit des collisions qui créent de l'énergie de chauffage. Cependant, le rapport entre le taux de chauffage des ions et celui des électrons est

approximativement proportionnel au rapport des masses. Cela signifie que lorsque le champ électrique est peu important, la partie de chauffage des électrons due à ce processus est faible devant le chauffage des ions, et faible également devant les autres processus de chauffage des électrons dans la région d'altitudes étudiée. Lorsqu'un champ électrique important sera présent, nous ne traiterons pas l'orbite considérée, car nous ne prenons pas en compte ce phénomène de chauffage dans nos calculs. Lorsque les mesures ne révéleront pas de champ électrique important, nous négligerons simplement ce processus.

4-2-c) Relaxation.

Nous utiliserons par la suite le terme de "relaxation" préférentiellement à celui de "refroidissement" -traduction littérale du terme anglais usuel "cooling"-, tant il nous semble mieux décrire la physique des phénomènes, c'est à dire un phénomène spontané de relâchement et de retour progressif à l'état d'équilibre d'un système dont l'équilibre a été rompu. Les différents termes de relaxation seront notés R_{ix} , (unités $eV\ cm^{-3}\ s^{-1}$). Les densités d'ions ou de neutres seront notées entre crochets []. Les températures ioniques, électroniques et neutres seront notées respectivement T_i , T_e et T_n . La densité électronique sera représentée par N_e .

Plusieurs processus, décrits ci dessus, ont pour effet de chauffer la population des électrons thermiques. Ces électrons vont ensuite se désexciter, en transmettant leur énergie au gaz neutre ou aux ions environnants. Les processus de transfert de l'énergie sont principalement:

- . excitation rotationnelle de N_2 et O_2
- . excitation vibrationnelle de N_2 et O_2
- . excitation de la structure fine de O
- . excitation électronique de O, N, O_2
- . interactions élastiques électrons-neutres
- . collisions élastiques avec les ions positifs.

Schunk et Nagy [1978] ont examiné chacun de ces processus. Depuis lors, peu de modifications ont été apportées aux expressions proposées par ces auteurs. Nous allons faire un bilan des différents processus de relaxation, en incluant les équations plus récentes les décrivant. Nous étudierons la comparaison des différents processus de relaxation sur un cas réel, lorsque nous ferons le bilan énergétique à partir de données sol et de données spatiales.

α) Relaxation due à l'excitation rotationnelle de N_2 et O_2 :

Les molécules sont considérées comme formant un quadripôle, dont l'interaction avec les électrons cause l'excitation rotationnelle. Les fonctions de relaxations s'écrivent, pour N_2 et O_2 :

$$R_{ix}(e,N_2)_{rot} = 2,9 \cdot 10^{-14} N_e [N_2] \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} \quad (4 - 14)$$

$$R_{ix}(e,O_2)_{rot} = 6,9 \cdot 10^{-14} N_e [O_2] \frac{T_e - T_n}{T_e^{1/2}} \quad (4 - 15)$$

β) Relaxation due à l'excitation vibrationnelle de N₂ et O₂:

Ce processus devient important pour N₂ lorsque la température électronique est supérieure à 1500 K. Pour O₂, il joue principalement en région E. Les expressions de ce processus pour ces deux molécules sont:

$$R_{lx}(e, N_2)_{vib} = 2,99 \cdot 10^{-12} N_e [N_2] \exp(a) \{ \exp(-b) - 1 \} \quad (4-16)$$

avec:

$$a = [1,06 \cdot 10^4 + 7,51 \cdot 10^3 \cdot \tanh\{1,1 \cdot 10^{-3}(T_e - 1800)\}] \frac{T_e - 2000}{2000 T_e}$$

$$b = [3300 + 1,233(T_e - 1000) - 2,056 \cdot 10^{-4} (T_e - 1000)(T_e - 4000)] \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}$$

et, pour O₂,

$$R_{lx}(e, O_2)_{vib} = 5,193 \cdot 10^{-13} N_e [O_2] \exp(c) \{ \exp(-d) - 1 \} \quad (4-17)$$

avec:

$$c = [3300 - 839 \sin\{1,91 \cdot 10^{-4}(T_e - 2700)\}] \frac{T_e - 700}{700 T_e}$$

$$d = 2700 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}$$

χ) Relaxation due à l'excitation de la structure fine de O:

L'importance de ce phénomène de relaxation a été mise en évidence par Dalgarno et Degges [1968]. C'est un phénomène prépondérant dans la basse ionosphère. Il s'écrit:



L'état ³P de l'oxygène atomique comporte trois niveaux. ³P₂ est le niveau fondamental, de plus basse énergie. Le niveau ³P₁ se trouve à 0,02 eV au dessus de ³P₂, et ³P₀ est à 0,028 eV au dessus du niveau fondamental. Les transitions 1-2, 0-2, 0-1 exigent une énergie (en K) de 228°, 326° et 98° respectivement.

Hoegy [1976] a donné de ce processus une description analytique:

$$R_{lx}(e, O)_f = 8,629 \cdot 10^{-6} \frac{N_e [O]}{Z} \sum A C T_e^{B-0.5} F \quad (4-19)$$

où la somme se fait sur les transitions, et où:

$$F = \varepsilon(D_x - E_x) + 5,91 \cdot 10^{-9} (T_n - T_e) \left([1+B] D_x + \left[\frac{E}{T_e} + 1 + B \right] E_x \right)$$

$$Z = 5 + 3 \exp\left(\frac{-228}{T_1}\right) + \exp\left(\frac{-326}{T_0}\right)$$

T_0 = Température du niveau 0.

T_1 = Température du niveau 1.

$\epsilon = 0,02; 0,028; 0,008$ selon la transition considérée.

$$D_x = \exp\left(\frac{-228}{T_1}\right); \exp\left(\frac{-326}{T_0}\right); \exp\left(\frac{-326}{T_0}\right) \text{ selon la transition.}$$

$$E_x = \exp\left(\frac{-228}{T_e}\right); \exp\left(\frac{-326}{T_e}\right); \exp\left(-\frac{98}{T_e} + \frac{228}{T_1}\right) \text{ selon la transition.}$$

$E = 228, 326, 98$ selon la transition.

Les valeurs de A, B, et C sont données dans le tableau 4-1, pour les sections efficaces de LeDourneuf et Nesbet [1976] d'une part, et Tambe et Henry [1974,1976] d'autre part.

Carlson et Mantas [1982] ont mené un autre calcul de ce processus. Ils proposent l'expression:

$$R_{lx}(e, O)_f = \frac{-1.73 \cdot 10^{-9}}{T_e^{1/2} Z_1} \sum_{j=0}^1 \sum_{j'>j}^2 X_{jj'} Y_{jj'} \quad (4-20)$$

avec

$$Z_1 = 1 + 0,6 \exp\left(\frac{-228}{T_n}\right) + 0,2 \exp\left(\frac{-336}{T_n}\right)$$

$$X_{jj'} = E_{jj'} \exp\left(\frac{-E_{j'}}{kT_n}\right) \left\{ \exp\left(\frac{-E_{jj'}}{kT_e}\right) - \exp\left(\frac{-E_{jj'}}{kT_n}\right) \right\}$$

$$Y_{jj'} = \frac{a_{jj'} T_e^2 + b_{jj'} T_e + c_{jj'}}{d_{jj'} T_e + 1}$$

$E_{jj'} = E_j - E_{j'}$, et $E_0 = 0,028; E_1 = 0,02; E_2 = 0$

Les valeurs de $a_{jj'}$, $b_{jj'}$, $c_{jj'}$, et $d_{jj'}$ sont données tableau 4-2.

La figure 4-2 représente les deux expressions de ce processus de pertes, pour différentes sections efficaces. On voit que, à l'encontre de ce qui est souligné par Carlson [1988], il y a peu de différences entre les deux expressions, pour un même jeu de sections efficaces. Nous avons donc, pour nos calculs, conservé l'expression plus ancienne de Hoegy.

Sections efficaces	Transition	A	B	C
LeDourneuf-Nesbet	1 - 2	8,580 10^{-6}	1,019	1,008
	0 - 2	7,201 10^{-6}	0,8998	0,9617
	0 - 1	2,463 10^{-7}	1,268	1,1448
Tambe-Henry	1 - 2	7,883 10^{-6}	1,021	1,009
	0 - 2	9,466 10^{-6}	0,8458	0,9444
	0 - 1	1,037 10^{-8}	1,633	1,466

Tableau 4-1. Valeur des paramètres de la formule (4-19) de Hoegy.

Sections efficaces	Transition	a	b	c	d
LeDourneuf-Nesbet	0 - 1	0	2,471 10^{-3}	2,339 10^{-1}	0
	0 - 2	5,577 10^{-7}	3,496 10^{-3}	5,356 10^{-2}	2,145 10^{-4}
	1 - 2	0	9,710 10^{-3}	1,659 10^{-1}	0
Tambe-Henry	0 - 1	4,175 10^{-6}	1,719 10^{-5}	2,445 10^{-5}	4,405 10^{-3}
	0 - 2	7,890 10^{-6}	5,149 10^{-3}	2,771 10^{-4}	3,053 10^{-3}
	1 - 2	3,506 10^{-5}	1,392 10^{-2}	7,256 10^{-3}	5,893 10^{-3}

Tableau 4-2. Valeur des paramètres de la formule (4-20) de Carlson et Mantas.

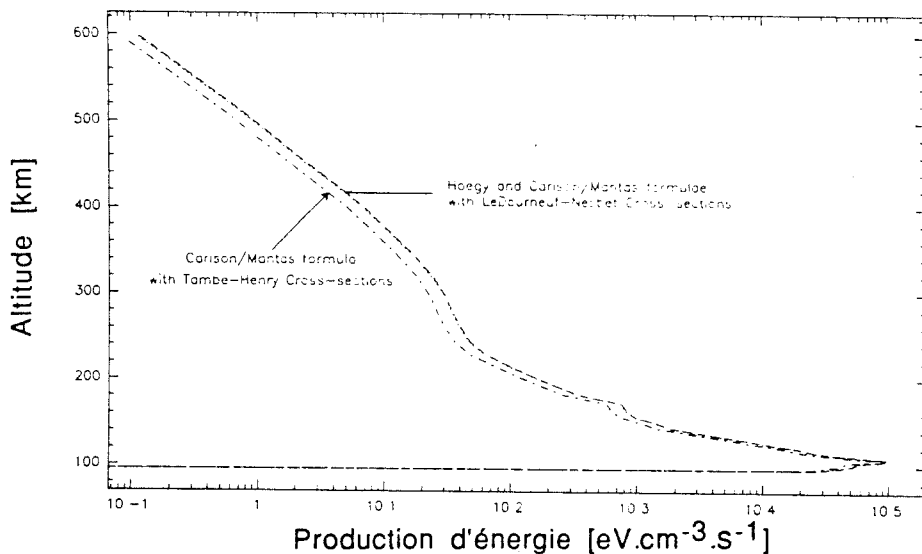


Figure 4-2 : Comparaison des expressions de Hoegy et de Carlson et Mantas pour la relaxation des thermiques par excitation de la structure fine de l'oxygène atomique. Pour un même jeu de sections efficaces, il n'apparaît pas de différence significative.

δ) Relaxation due à l'excitation électronique de O, N, O₂ et N₂:

L'oxygène atomique possède deux niveaux métastables excitables (¹D) et (¹S), dont seul (¹D) possède un seuil assez bas (1,96 eV) pour être excité par les électrons thermiques, à condition que ceux-ci possèdent une température supérieure à 3000K. La formule analytique est donnée par (4-21):

$$R_{Ix}(e, O(^1D)) = 1,57 \cdot 10^{-12} N_e [O] \exp\left(d \frac{T_e - 3000}{3000 T_e}\right) \left\{ \exp\left(-22713 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right) - 1 \right\}$$

avec:

$$d = 2,4 \cdot 10^4 + 0,3 (T_e - 1500) - 1,947 \cdot 10^{-5} (T_e - 1500)(T_e - 4000)$$

Pour l'azote atomique, le niveau (²D) qui peut être excité par des électrons thermiques possède un seuil à 2,37 eV. Le processus s'écrit:

$$R_{Ix}(e, N(^2D)) = 3,4 \cdot 10^{-18} \frac{N_e [N] \Omega}{T_e^{1/2}} \exp\left(\frac{-2,74 \cdot 10^4}{T_e}\right) \quad (4-22)$$

Pour des températures de 500; 1000; 5000 et 10000 K, Ω vaut respectivement 0,05; 0,10; 0,44 et 0,73.

L'oxygène moléculaire possède deux états excités dans la gamme d'énergie qui nous intéresse. Dans la région E, où il est en abondance, les électrons thermiques sont en général trop froids pour engendrer ce phénomène. Cette excitation reste donc de faible importance. Son expression, au demeurant, pour l'état ¹Δ_g, est (4-23):

$$R_{Ix}(e, O_2(^1\Delta_g)) = N_e [O_2] 1,143 \cdot 10^{-14} \exp\left(f \frac{T_e - 1500}{1500 T_e}\right) \left\{ \exp\left(-11400 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right) - 1 \right\}$$

avec:

$$f = \{13200 + 1410 \sin[2,41 \cdot 10^{-4}(T_e - 500)]\} \left\{ 1 + \exp\left[\frac{T_e - 14011}{1048}\right] \right\}$$

et, pour l'excitation de l'état ¹Σ_g (4-24):

$$R_{Ix}(e, O_2(^1\Sigma_g)) = N_e [O_2] 1,616 \cdot 10^{-16} \exp\left(g \frac{T_e - 1500}{1500 T_e}\right) \left\{ \exp\left(-11400 \frac{T_e - T_n}{T_e T_n}\right) - 1 \right\}$$

avec:

$$g = \{19225 + 560 \sin[3,83 \cdot 10^{-4}(T_e - 1000)]\} \left\{ 1 + \exp\left[\frac{T_e - 16382}{1760}\right] \right\}$$

L'azote moléculaire, enfin, ne peut pas être excité par les électrons thermiques, car son plus bas seuil d'ionisation se trouve à 6,5 eV.

ε) Relaxation due aux interactions élastiques entre les thermiques et le gaz neutre:

Ce processus est un processus d'interactions élastiques entre deux gaz dont les distributions sont supposées maxwelliennes, mais à des températures différentes. Les différentes relaxations s'écrivent:

$$R_{IX}(e, N_2) = 1,77 \cdot 10^{-19} N_e [N_2] \{1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e\} T_e (T_e - T_n) \quad (4-25)$$

$$R_{IX}(e, O_2) = 1,21 \cdot 10^{-18} N_e [O_2] \{1 + 1,36 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}\} T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (4-26)$$

$$R_{IX}(e, O) = 7,9 \cdot 10^{-19} N_e [O] \{1 + 5,7 \cdot 10^{-4} T_e\} T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (4-27)$$

$$R_{IX}(e, He) = 2,46 \cdot 10^{-17} N_e [He] T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (4-28)$$

$$R_{IX}(e, H) = 9,63 \cdot 10^{-16} N_e [H] \{1 - 1,35 \cdot 10^{-4} T_e\} T_e^{1/2} (T_e - T_n) \quad (4-29)$$

φ) Relaxation due aux interactions élastiques entre les thermiques et les ions:

En considérant une distribution maxwellienne des ions, et en ne prenant en compte que les principaux ions de l'atmosphère (NO^+ , O_2^+ , O^+ , He^+ , et H^+), ce processus peut s'écrire (4-30):

$$R_{IX}(e, i) = 3,2 \cdot 10^{-8} N_e \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} \text{Ln}(\Lambda) \{0,53 [NO^+] + 0,50 [O_2^+] + [O^+] + 4 [He^+] + 16 [H^+]\}$$

avec:

$\text{Ln}(\Lambda) = \text{logarithme coulombien}$

$$\text{Ln}(\Lambda) = \text{Ln}\left(\frac{4kT_e}{\gamma^2 z_i e^2 k_e}\right) - \frac{k_e^2 + k_i^2}{k_i^2} \text{Ln}\left(\frac{(k_e^2 + k_i^2)^{1/2}}{k_e}\right)$$

$$k_i^2 = 4\pi \frac{N_i z_i e^2}{k T_i} \quad \text{et} \quad k_e^2 = 4\pi \frac{N_e e^2}{k T_e}$$

4-2-d) Conduction de la chaleur.

Elle s'écrit (4-31)

$$\chi(z) = \sin^2(\xi) \frac{\partial}{\partial z} \left[K^e \frac{\partial T_e}{\partial z} \right],$$

où K^e est la conductivité thermique des électrons, qui vaut:

$$K^e = \frac{7.7 \cdot 10^5 T_e^{5/2}}{1 + 3.22 \cdot 10^4 (T_e^2 / N_e) \sum_n N_n \langle qD \rangle_n} \quad (4-32)$$

Au dénominateur, le second terme devient négligeable au dessus d'environ 300 km. $\langle qD \rangle_n$ représente les sections efficaces de transfert de quantité de mouvement moyennées. Leurs différentes expressions sont:

$$\langle qD \rangle_{N_2} = 2,82 \cdot 10^{-17} [1 - 1,21 \cdot 10^{-4} T_e] T_e^{1/2} \quad (4-33)$$

$$\langle qD \rangle_{O_2} = 2,2 \cdot 10^{-16} [1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{1/2}] \quad (4-34)$$

$$\langle qD \rangle_O = 1,1 \cdot 10^{-16} [1 + 5,7 \cdot 10^{-4} T_e] \quad (4-35)$$

$$\langle qD \rangle_H = 5,7 \cdot 10^{-15} [1 - 1,35 \cdot 10^{-4} T_e] \quad (4-36)$$

$$\langle qD \rangle_{He} = 5,6 \cdot 10^{-16} \quad (4-37)$$

L'erreur sur l'expression de la conduction de chaleur est d'environ 20%.

Les courbes 4-3 a et b sont issues de Schunk et Nagy [1978], et montrent une comparaison entre les différents processus de pertes, calculée à partir de températures issues de modèles. Dans l'ionosphère diurne, le phénomène prépondérant au dessus d'environ 220 km est l'échange électrons-ions. Au dessous de 220 km, c'est l'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique ($O(^3P)$) qui devient le principal phénomène de relaxation. Lors d'un sous-orage, les processus majoritaires vers 300 km sont l'excitation de la raie 1D de l'oxygène atomique, et l'excitation des états de vibration de N_2 , les électrons ayant une température supérieure à 1500 K. A plus basse altitude, l'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique et l'excitation vibrationnelle de l'oxygène moléculaire deviennent importantes.

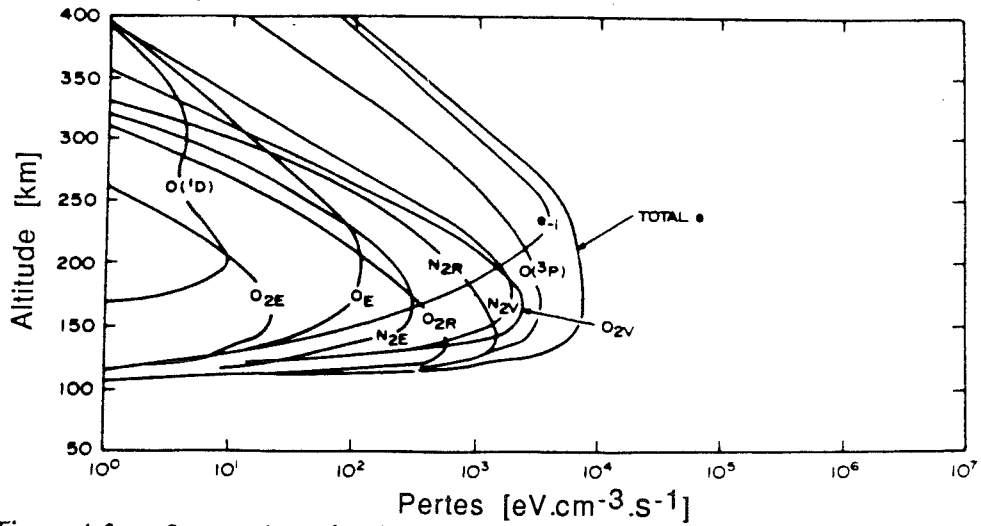


Figure 4-3-a: Comparaison des différents processus de relaxation dans l'ionosphère diurne [Schunk et Nagy, 1978]. N_{2v} et O_{2v} représentent les pertes dues à l'excitation des états de vibration de N_2 et O_2 . N_{2r} et O_{2r} représentent les pertes dues à l'excitation des états de rotation de N_2 et O_2 . N_{2E} , O_{2E} , O_E , He et H représentent les pertes dues aux collisions avec N_2 , O_2 , O, He et H. Entre parenthèses figurent les états d'excitation de l'oxygène, 3P étant la structure fine. e-i signifie collisions électrons-ions.

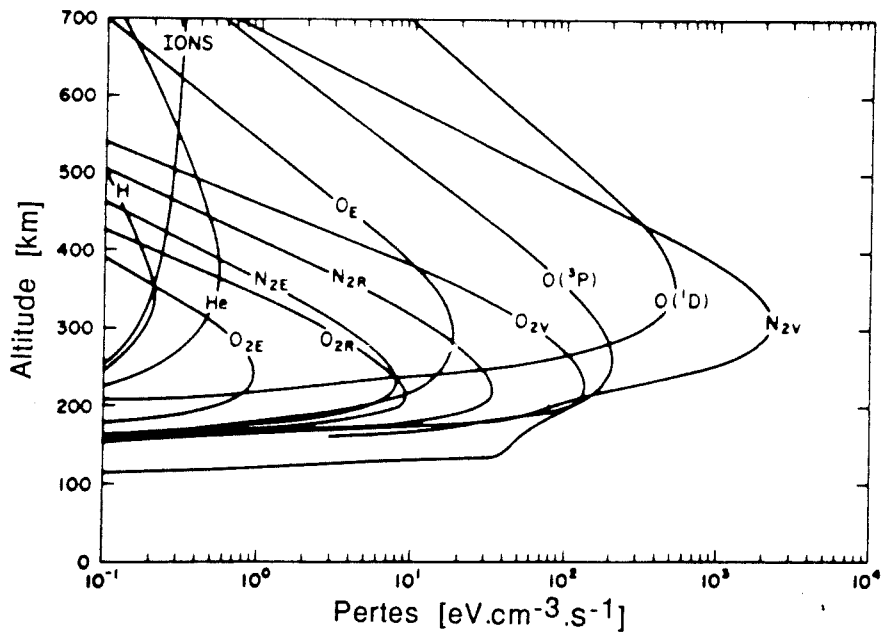


Figure 4-3-b: Comparaison des différents processus de relaxation lors d'un sous-orage magnétique [Schunk et Nagy, 1978]. Les légendes sont les mêmes que sur la figure précédente.

4-2-e) Calcul d'erreur:

Un calcul systématique d'erreur sera mené dans l'étude du bilan énergétique. Nous pouvons cependant d'ores et déjà faire la remarque suivante: pour les phénomènes majoritaires de la relaxation (structure fine, excitation rotationnelle, collisions électrons-ions), les expressions dépendent toutes de la différence entre la température électronique et la température ionique ou neutre. Appelons indifféremment Δ cette différence. S'agissant de ces trois phénomènes, et en considérant tout le reste constant, l'incertitude relative $\frac{\delta R_{ix}}{R_{ix}}$ est égale au rapport $\frac{\delta \Delta}{\Delta}$, et tend vers l'infini lorsque Δ tend vers zéro. En pratique, il s'avère illusoire de tenter un bilan d'énergie au dessous de 120 km, lorsque T_e est proche de T_i et T_n .

4-3) Bilan énergétique: observations.

4-3-a) VIKING:

Nous avons utilisé pour notre étude les données du satellite suédois VIKING. Ce satellite a été lancé en Février 1986, sur une orbite polaire d'inclinaison $98,8^\circ$, d'une apogée de 13 530 km d'altitude et d'un périhélie de 817 km d'altitude. Sa période orbitale est de 4 h 22 mn [Hultqvist, 1987]. Nous avons utilisé pour cette étude les données de flux d'électrons enregistrées par l'appareil à plasma chaud V3. Son spectromètre électronique ESP1/3 fournit en 0,3 à 0,6 seconde le spectre électronique sur un éventail d'énergies allant de la dizaine d'électrons Volt à 40 keV, en 32, 64 ou 128 énergies, dépendant du mode d'opération sélectionné. Les spectres que nous avons utilisés ont été mesurés avec un temps de résolution relativement lent vis à vis des capacités du satellite, 1,2 secondes. Une couverture angulaire complète est obtenue en 20 secondes, correspondant à la période de spin de VIKING. Une description détaillée du satellite est fournie dans Sandhal et al. [1985] et Lundin et al. [1987].

4-3-b EISCAT:

Le radar européen à diffusion incohérente EISCAT observe la distribution de plasma dans l'ionosphère aurorale, au dessus de la Scandinavie du nord. L'expérience mise au point pour les mesures conjuguées avec VIKING utilisait le transmetteur-récepteur UHF basé à Tromsø (Norvège) depuis 1981. Le mode d'opération consistait en un cp1, c'est à dire l'antenne de Tromsø pointant le long de la ligne de force du champ magnétique local, et fournissant les profils en altitude de la densité électronique, et des températures électroniques et ioniques entre 80 km et 450 km environ. Le code du pulse émis permet de définir deux résolutions en altitude différentes mais appropriées aux régions E et F. Ces résolutions sont égales à 2,25 km dans la région E, avec le système multipulse (pulses de 14 μ s), et 31,5 km en région F, à partir des données du singlepulse (pulses de 350 μ s). Des émissions courtes supplémentaires fournissent la mesure de la densité électronique avec une résolution en altitude de 2,25 km dans la région E et 10,5 km en région F. Une description détaillée peut être trouvée dans Folkestadt et al. [1983].

4-3-c Événements conjugués:

En 1986, une campagne de mesures simultanées VIKING/EISCAT était programmée. Un retard de deux heures dans le lancement de la fusée a dévié l'orbite du satellite et n'a pas permis la réalisation complète de cette campagne. Néanmoins, quelques conjugaisons ont eu lieu. C'est le cas notamment des orbites 1364 du 27 Novembre à 20 h 52 mn, 1556 du 1^{er} Décembre à 18 h 19 mn, et 1622 du 13 Décembre à 18 h 11 mn. Dans chaque cas, les deux instruments se trouvaient relativement proches de la même ligne de force du champ magnétique terrestre, et ont fourni des mesures simultanées (figure 4-4).

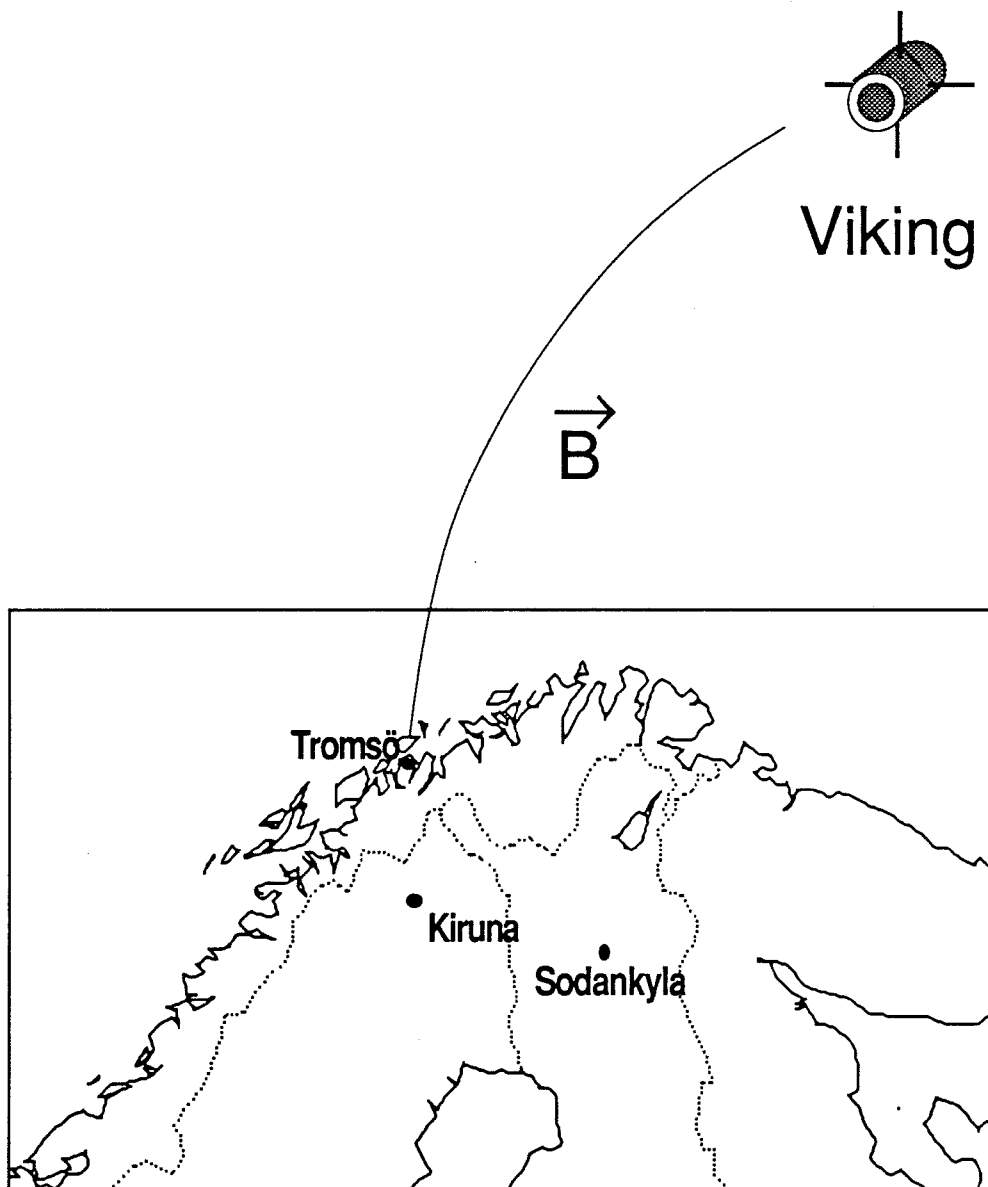


Figure 4-4: Illustration (figurée) des expériences conjuguées VIKING/EISCAT.

L'observation des températures électroniques et ioniques fournies par EISCAT le 1^{er} décembre montre vers 120-130 km une température ionique supérieure à la température électronique (figure 4-5). Ce profil est la signature d'un chauffage Joule, que nous ne prenons pas en compte dans nos calculs, d'une part parce que la résolution de l'équation de transport s'est faite sous l'hypothèse de l'absence de champ électrique, et d'autre part parce que l'équation du bilan d'énergie que nous résolvons ne tient pas compte du chauffage Joule. Au demeurant, les valeurs du champ électrique n'ont pas été mesurées pendant ces expériences. Nous n'avons donc conservé que les orbites 1364 et 1622. La figure 4-6 représente les flux observés par VIKING lors de ces 2 événements. Les flux, intégrés sur le spectre d'énergie, sont représentés en fonction de la latitude invariante, avec la variation en angle d'attaque indiquée dans les cases du haut. Lors de l'orbite 1622, le flux d'amplitude $10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ correspond à une photo-ionisation.

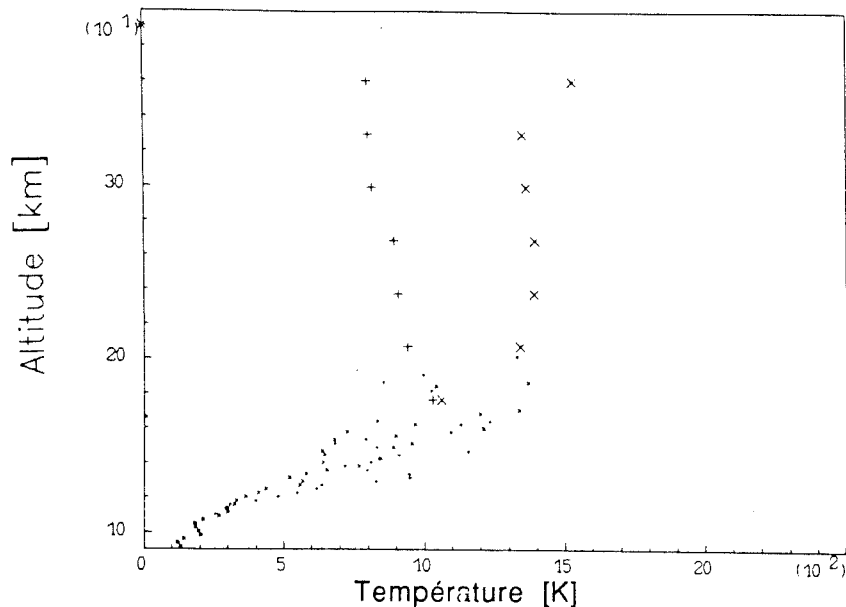


Figure 4-5 : Températures électronique (x) et ionique (+) observées par EISCAT lors de l'orbite 1556 du 13 Décembre. Les données du multipulse (au dessous de 180 km) indiquent qu'on est en présence de chauffage Joule.

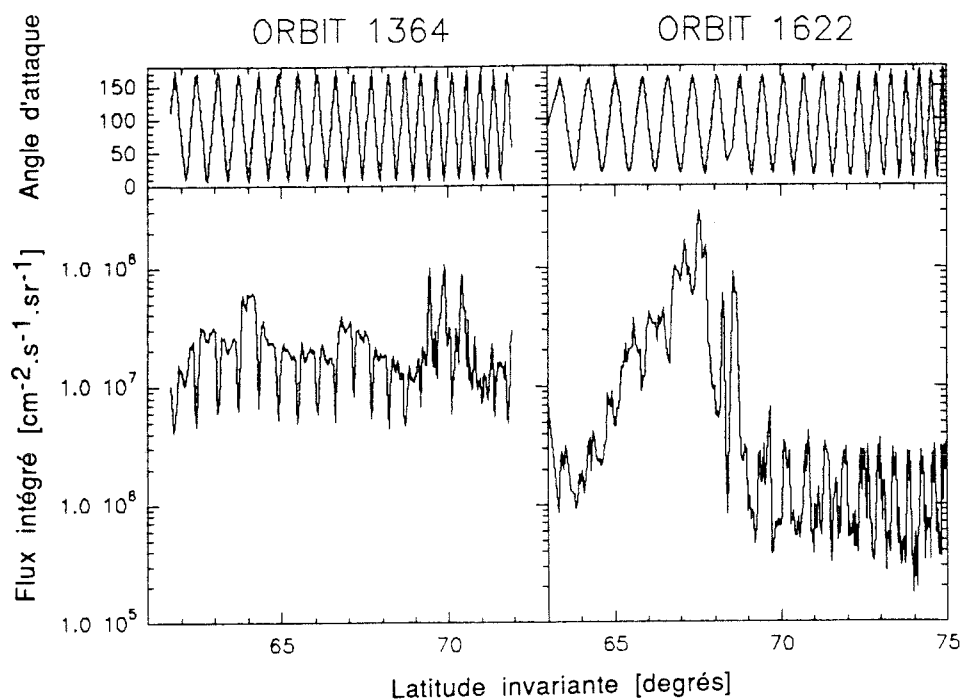


Figure 4-6 : Variation du flux intégré en énergie en fonction de la latitude invariante. Les cases du haut représentent le spin du satellite, et donc l'angle d'attaque des particules mesurées. Les flux vers le bas correspondent à un angle d'attaque de 0 degré.

Au cours de ces conjugaisons, le satellite a traversé du nord vers le sud la zone aurorale, bien définie par l'augmentation des flux électroniques. La géométrie des conjugaisons est présentée sur la figure 4-7, dans le référentiel {latitude invariante-temps magnétique local}.

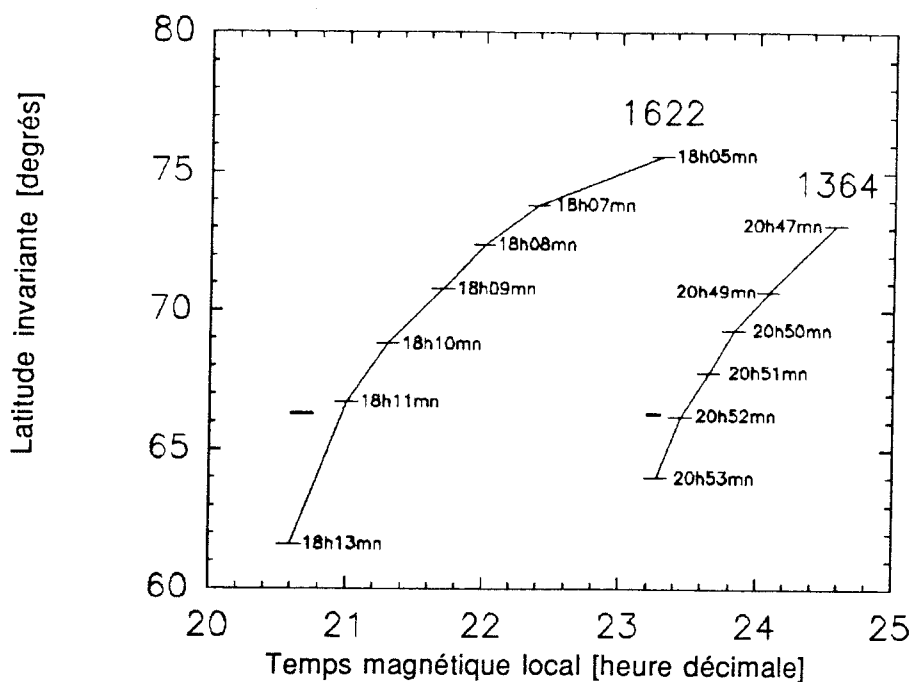


Figure 4-7 : Schéma des conjugaisons des orbites 1622 et 1364. Nous avons fait figurer également le temps universel. La variation du Temps Magnétique Local de EISCAT est représentée en trait gras. La latitude invariante du radar est 66,3°.

L'altitude de VIKING est relativement basse, 3500 km pour l'orbite 1364 et 1900 km pour l'orbite 1622. L'itinéraire représenté suivi par le satellite est calculé à partir du modèle de champ magnétique IGRF85, utilisé par les expérimentateurs de l'expérience onde. Nous avons indiqué tout le long du passage le temps universel. Nous avons également montré, dans le même référentiel, l'évolution des coordonnées de EISCAT au cours du même intervalle de temps (segment en trait gras). On voit que les deux observations sont très proches, et le fait qu'une conjugaison rigoureuse n'aie pas eu lieu n'est pas handicapant, car une telle conjugaison n'est pas indispensable lors de situations stables de précipitations douces.

Ainsi, on peut voir sur la figure 4-8 les limites dans lesquelles sont situés tous les flux enregistrés dans les deux minutes entourant les conjugaisons. Ces flux possèdent les caractéristiques d'aurores diffuses, avec des intensités faibles et la présence de précipitations douces dans les énergies de l'ordre du keV. Pour l'orbite 1364, nous avons été guidés par la régularité des flux mesurés, et nous avons pu utiliser comme flux d'entrée de nos programmes un flux moyenné au cours de ces deux minutes. Cela n'a pas été possible pour l'orbite 1622, car il apparaît, puis disparaît en quelques secondes, et avant la conjugaison, une brève accélération autour de 600 eV, et aussi parce que les enregistrements de particules deviennent très vite extrêmement faibles après la conjugaison. Aussi avons nous utilisé pour cette orbite 1622 le flux instantané à l'instant présumé de la conjugaison (18 h 11 mn 8 s). Ces flux sont tracés en étoiles sur la figure 4-8.

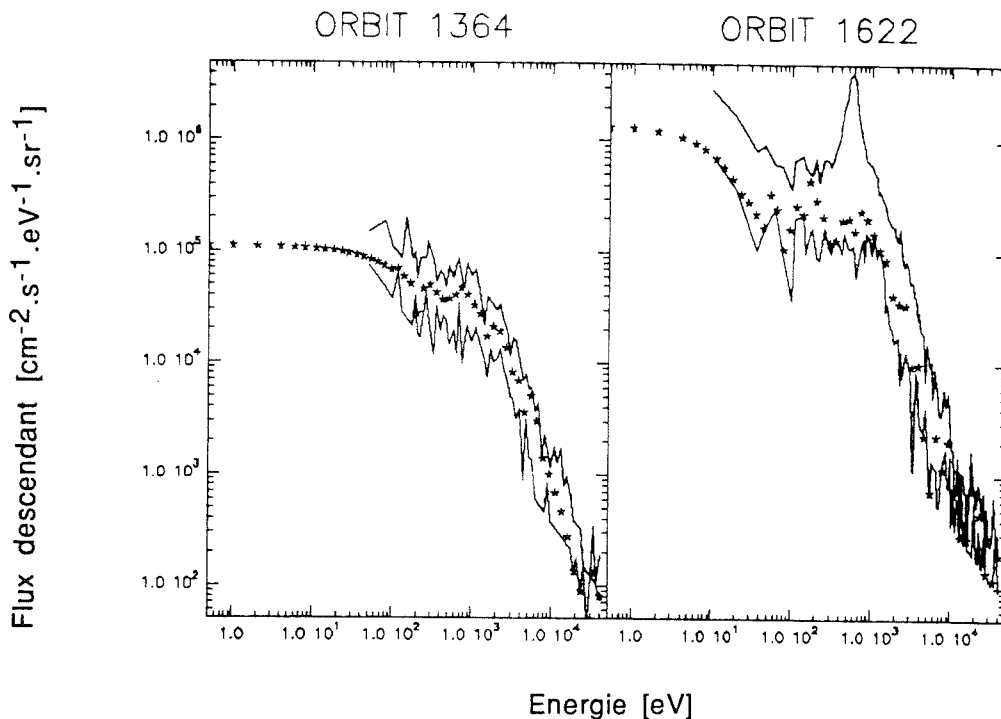


Figure 4-8 : Flux précipités vers le bas mesurés par le satellite VIKING. Tous les flux mesurés dans les deux minutes englobant les conjugaisons se trouvent situés entre les traits continus. Les étoiles représentent les flux d'entrée que nous avons utilisés pour le calcul du flux stationnaire.

Ils ont été interpolés aux basses énergies. En effet, nous avons besoin pour le calcul du chauffage de descendre bas en énergie. Les enregistrements de VIKING s'arrêtent à 40 eV et 10 eV pendant les passages 1364 et 1622 respectivement. Ces énergies sont trop élevées pour le calcul du chauffage. La grille d'énergie de nos programmes a été descendue à 0,5 eV. Comme flux initial entre l'énergie de coupure de la mesure et 0,5 eV, nous pouvons mettre n'importe quelle valeur: les électrons arrivant au sommet de l'atmosphère avec de telles énergies sont immédiatement thermalisés, et n'influent pas sur le calcul global du flux stationnaire. Par souci physique, nous avons choisi une extrapolation par une maxwellienne.

Les données de EISCAT utilisant le multipulse et le singlepulse permettent l'accès à la connaissance de N_e , T_e et T_i entre 95 et 450 km environ pour les deux orbites. Nous avons ces jours là des observations très stables, ce qui nous autorise une intégration sur 5 minutes. Dans la basse région F, là où les ions moléculaires cèdent progressivement place à l'oxygène atomique, les profils de températures déduits des mesures du radar incohérent dépendent du modèle choisi de composition. La première étape du dépouillement des données sol a donc consisté en une recherche des compositions. Nous avons utilisé un modèle décrit dans Lathuillere et al [1983], qui permet de déduire des observations la composition en O^+ la plus probable pour des températures électroniques et ioniques croissantes. Les résultats de ce dépouillement sont comparés sur la figure 4-9 avec le modèle standard utilisé en routine. Pour l'orbite 1364, les compositions obtenues sont inférieures au modèle standard. Dans son étude statistique des compositions, C. Lathuillere a observé ce phénomène pour la majorité des nuits d'hiver [communication personnelle], consistant avec les variations saisonnières et journalières observées à partir de EISCAT [Lathuillere et Brekke, 1985]. Cependant, l'orbite 1622 exhibe un comportement très différent, bien que prenant place également au cours d'une nuit d'hiver. Ce type de comportement pourrait s'expliquer si VIKING avait mesuré des précipitations douces d'électrons en intensité élevée. Ce n'est pas le cas. L'observation des spectres d'ions précipités nous a cependant révélé la présence de précipitations dans les énergies de l'ordre du keV. Nous ne disposons pas des enregistrements numériques, mais seulement des microfiches, difficiles à reproduire ici. Le comportement des compositions observées pendant l'orbite 1622 pourrait s'expliquer par l'effet de ces précipitations ioniques. Cependant, l'effet des précipitations d'ions sur les compositions n'a à notre connaissance jamais été étudié.

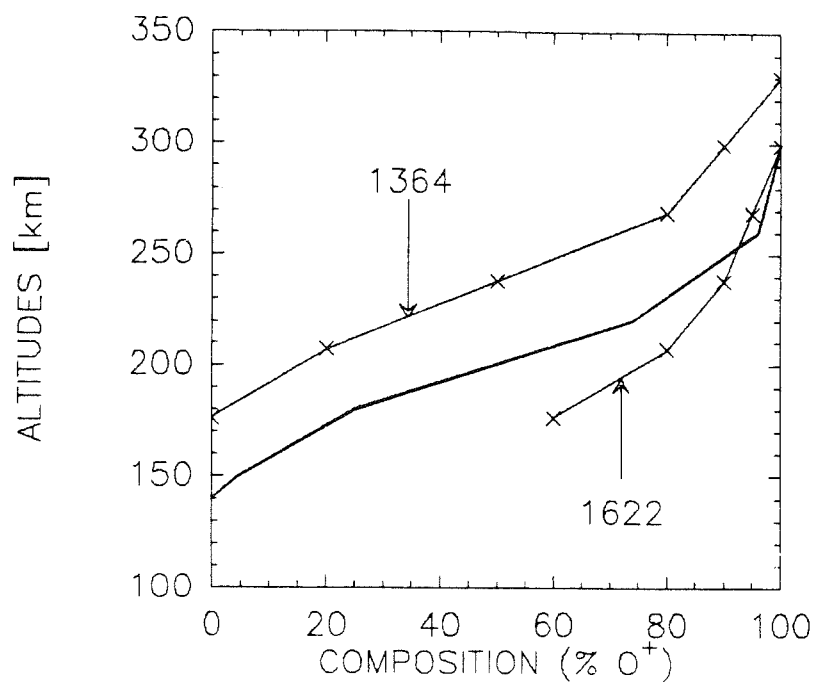
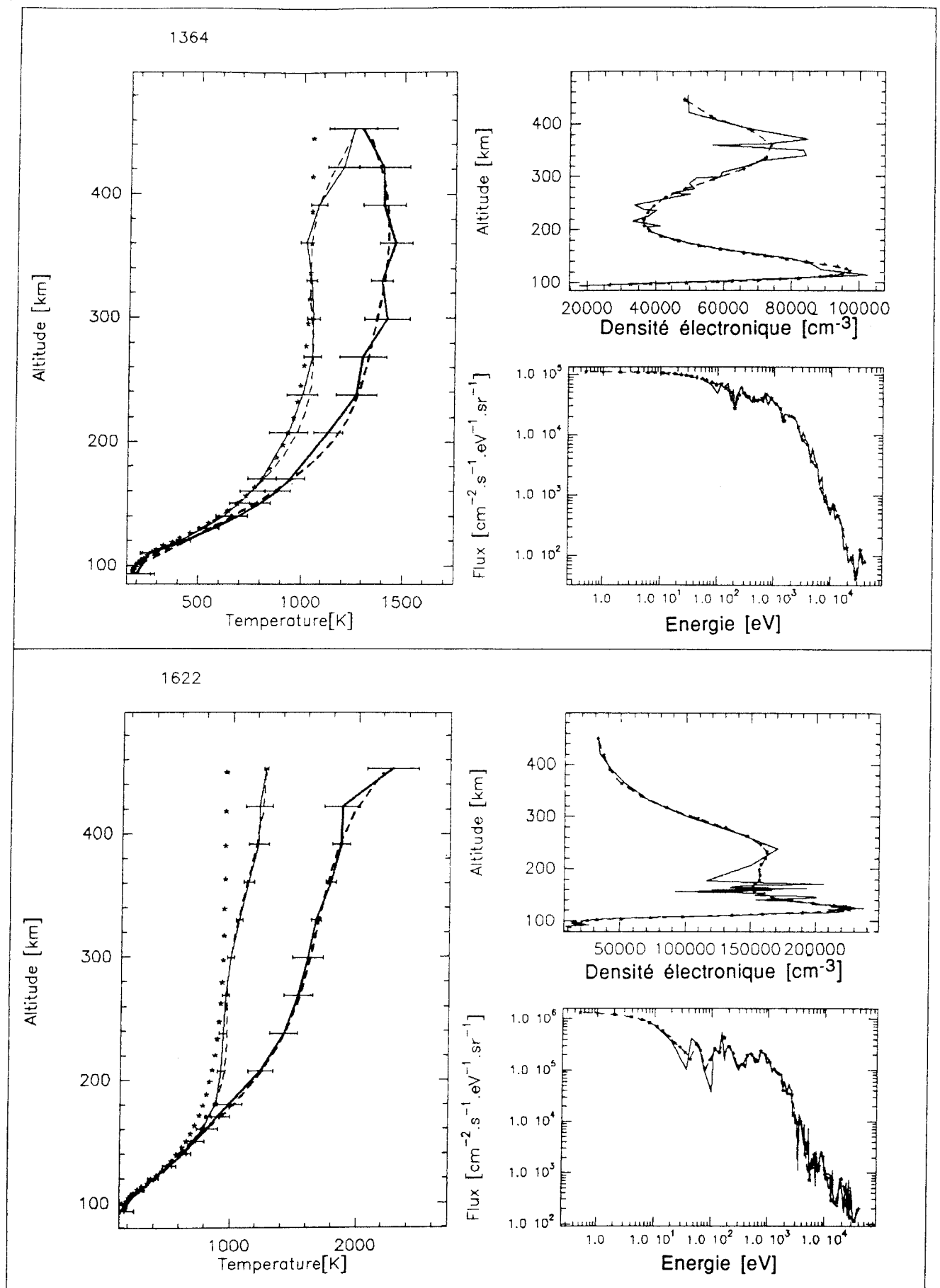


Figure 4-9 : Compositions déduites des données du radar. Le trait gras représente la composition moyenne adoptée lors des dépouillements en routine.

Enfin, les valeurs des flux précipités, des températures électroniques et ioniques, et des densités électroniques ont été lissées par une fonction spline, et interpolées sur nos grilles d'altitude et d'énergie. Nous avons tracé sur les figures 4-10-a et 4-10-b les valeurs des mesures et des interpolations pour les orbites 1364 et 1622 respectivement.



Figures 4-10 a et b: Entrées de nos modèles pour les orbites 1364 et 1622. Les traits pleins représentent la mesure. Les traits pointillés les interpolations. Sur les courbes en température, les étoiles correspondent à la température neutre donnée par le modèle MSIS. Les traits gras correspondent à la température électronique et les traits fins à la température ionique.

4-4) Bilan énergétique: résultats.

4-4-a) Calcul du flux stationnaire et de la densité électronique

Le jeu de sections efficaces utilisé pour la comparaison des densités électroniques qui suit est le jeu A du chapitre 2. Pour le calcul du chauffage, les trois jeux A,B et C seront détaillés. Nous avons exécuté nos calculs sur des grilles d'énergies allant de 0,5 eV à 40 keV en 40 points espacés de façon exponentielle. La grille d'altitude va de 95 à 450 km en 40 points. La fonction de phase de collisions élastiques est une diffusion en avant. La fonction de pertes $L(E)$ utilisée est la fonction utilisable à basse énergie (équation 1-120) [Swartz et Nisbet, 1972]. Nous avons choisi de calculer le flux stationnaire sur deux angles, car nous ne sommes pas intéressés par la redistribution angulaire.

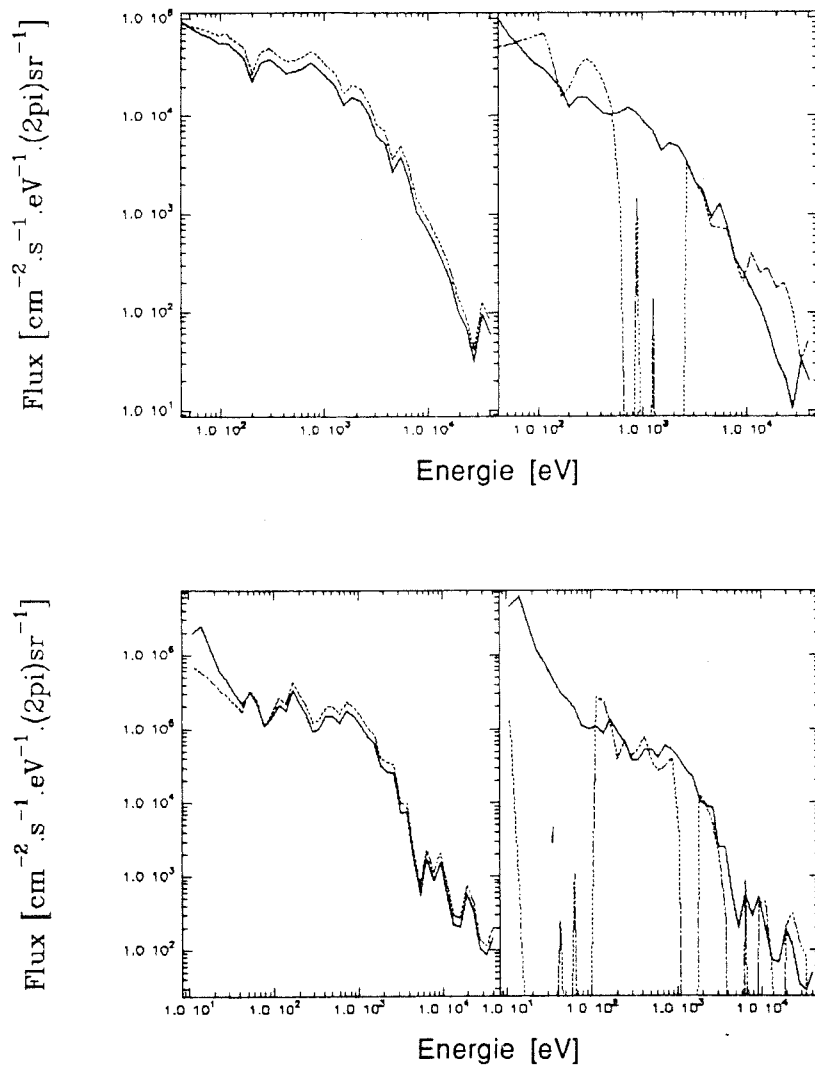


Figure 4-11: Flux montant et descendant à l'altitude la plus haute. Les flux descendants sont dans le panier de gauche, et les flux montants dans les paniers de droite. La mesure est tracée en pointillés et le calcul en traits pleins. L'orbite 1364 est tracée dans les cases du haut, et l'orbite 1622 dans les cases du bas.

Pour les orbites 1364 et 1622 respectivement, le flux $f_{10,7}$ vaut 94 et 71; le flux moyen vaut 74 et 76; A_p vaut 16 et 12. La température exosphérique a été fixée égale à la température des ions à 300 km, et vaut respectivement 1050 et 950 K.

Avec ces caractéristiques, nous avons calculé le flux stationnaire et vérifié nos calculs sur les mêmes tests que ceux décrits lors de la comparaison avec des données de roquette ou avec le satellite AUREOL 3 (chapitre 2).

La figure 4-11 représente les flux calculés et mesurés au "sommet" de l'ionosphère. Comme lors de la comparaison avec des données de roquette, le panier de gauche représente les flux vers le bas calculés et mesurés. L'écart entre les deux vient de ce que nous regardons ce qui entre dans la boîte d'altitude pour la mesure et ce qui en sort pour le calcul. Les paniers de droite montrent les flux montants à 450 km. On voit que pour les flux descendants, l'accord est excellent. Il continue d'être très bon avec les flux montants lorsqu'il y a des données satellites.

Sur la figure 4-12, nous comparons les densités électroniques mesurées par le radar et calculées à partir du flux stationnaire d'électrons d'une part, et en utilisant le modèle Tangle (décrit chapitre 2) d'autre part. On voit que les deux modèles donnent pour l'orbite 1364 un excellent accord avec la mesure. Mais un écart d'un facteur environ 2 apparaît lors du passage du 13 décembre, et ce avec les deux modèles. Nous avons fait tourner nos programmes de façon systématique sur tous les flux VIKING mesurés pour vérifier que cet écart n'est pas dû à un mauvais calcul de l'instant de conjugaison, sans obtenir de résultat satisfaisant. La densité électronique obtenue à partir de la courbe maximale des flux de la figure 4-8 ne donne pas non plus de bons résultats.

Nous avons cherché quel flux pourrait reproduire la densité électronique observée. Ce flux est tracé figure 4-13-a, comparé au flux instantané mesuré. Il porte une bosse d'électrons précipités autour de 5 keV qui n'a à aucun moment été observée par le satellite. Le résultat lorsque ce flux est utilisé est tracé figure 4-13-b. Nous devons donc chercher à ce comportement une autre cause, et nous pensons que nous voyons là l'effet de précipitations de protons, qui créent de l'ionisation par des collisions avec l'atmosphère neutre.

Comme nous ne tenons pas compte de telles précipitations dans notre bilan d'énergie, nous abandonnerons cette orbite 1622 pour la suite de nos calculs.

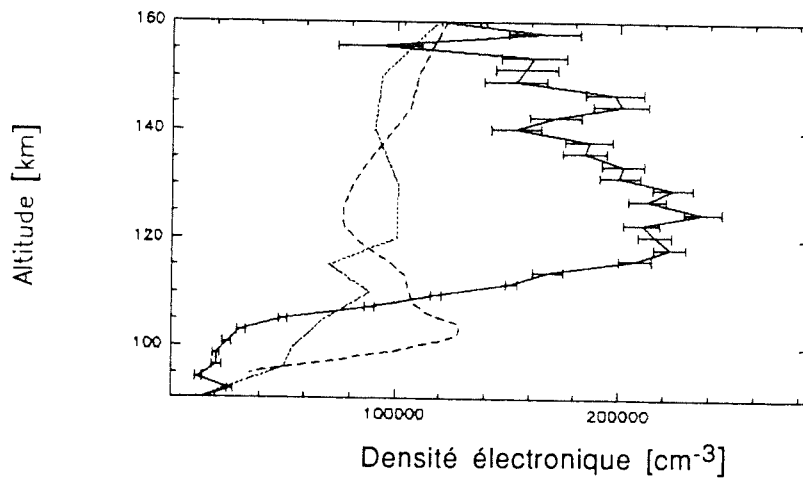
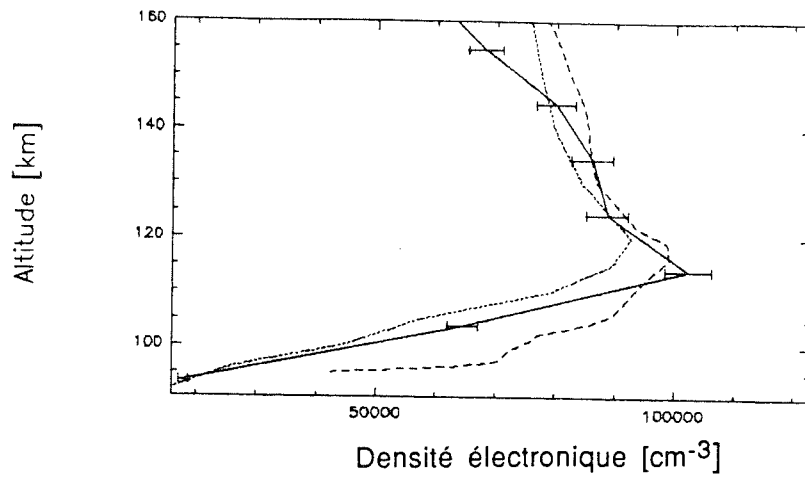


Figure 4-12: Comparaison des densités électroniques mesurées et calculées. Les traits pleins concernent la mesure, les pointillés le calcul à partir du calcul du flux stationnaire, et les points les densités électroniques données par le modèle Tangle. L'orbite 1364 est tracée dans la case du haut, et l'orbite 1622 dans celle du bas.

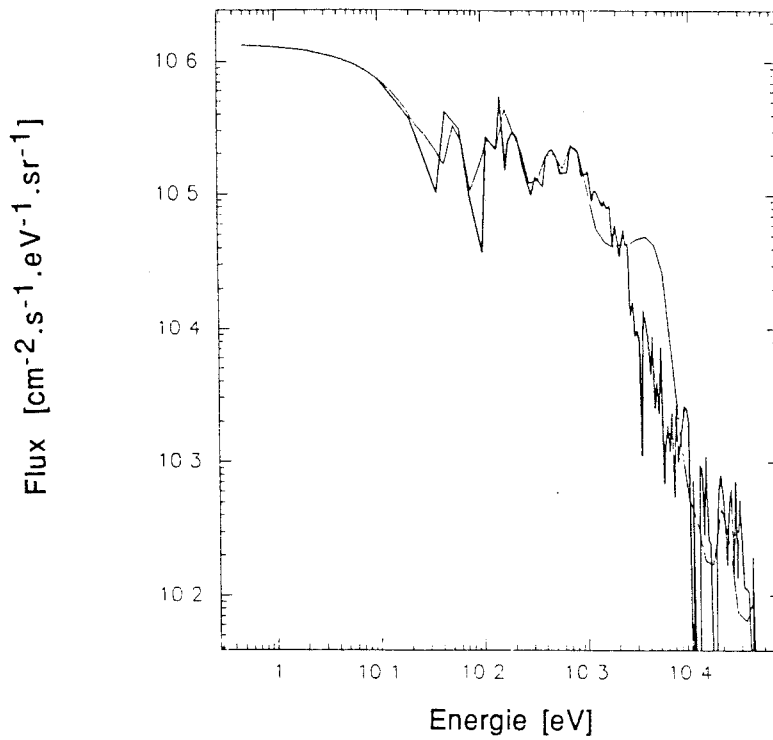


Figure 4-13-a: Exemple de flux capable de reproduire la densité électronique mesurée lors de l'orbite 1622. Le trait gras est tracé à partir de la mesure du flux instantané, et le trait fin est le flux que nous avons modifié.

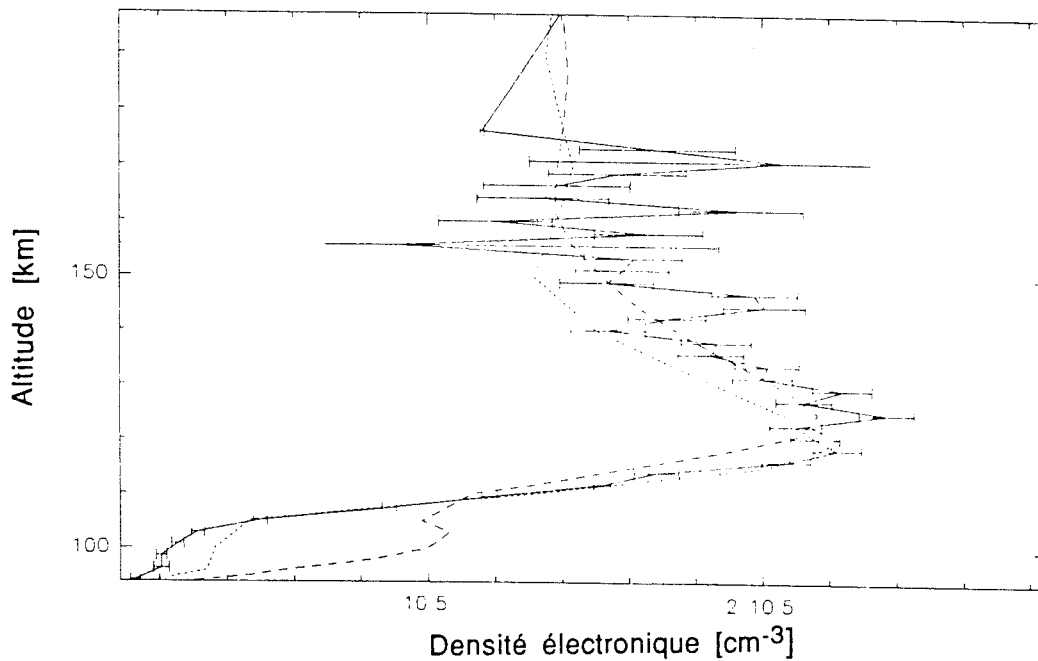


Figure 4-13-b: Densité électronique de l'orbite 1622. Le trait plein concerne la mesure. Les pointillés, qui représentent la densité électronique obtenue à partir du calcul du flux stationnaire, et les points, qui représentent la densité électronique données par le modèle Tangle, ont été obtenus par un gonflement du flux précipité autour de 5 keV.

4-4-b) Calcul du chauffage des électrons thermiques.

Ce calcul et les suivants porteront donc uniquement sur l'orbite 1364.

Sur la figure 4-14, nous avons tracé, en fonction de l'énergie, le flux thermique Φ_{th} d'une part, calculé selon la formule 4-13, et d'autre part le flux stationnaire d'électrons, tous deux étant intégrés en altitude. Ils se coupent à 1 eV, qui est donc l'énergie E_t de la formule 4-3. Cela est conforme à de précédents calculs [Lejeune et Kofman, 1973; Kofman et Lejeune, 1980].

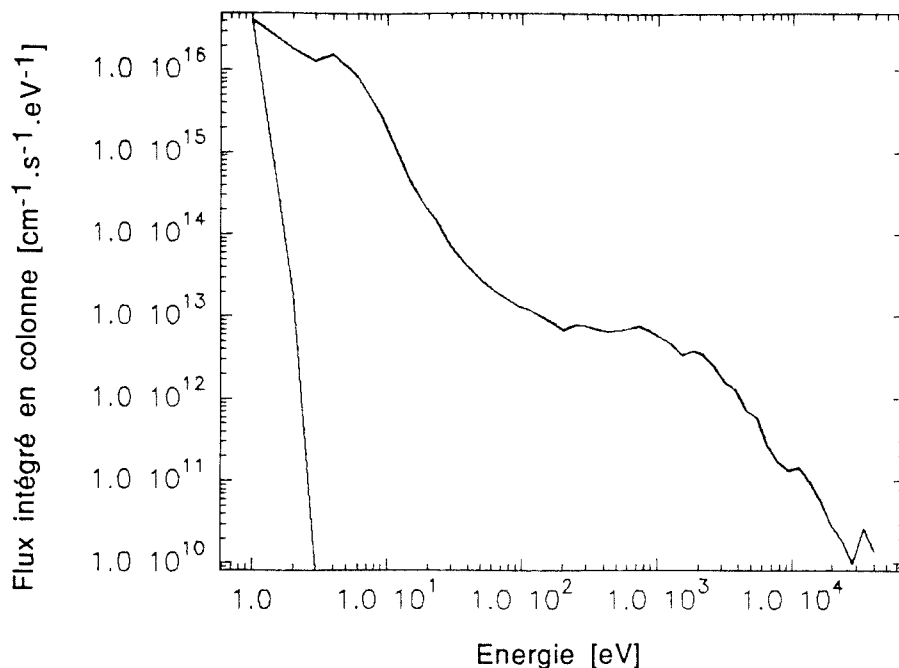


Figure 4-14: Recherche de l'énergie de coupure pour le calcul du chauffage des électrons thermiques. Le trait gras représente le flux stationnaire d'électrons intégré en colonne. Le trait fin le flux thermique également intégré en colonne. Ils se coupent à 1 eV.

A partir de la détermination de cette énergie, nous utilisons la formule 4-3 pour calculer le chauffage des électrons thermiques. Sur la figure 4-15, nous avons tracé d'une part les deux termes de la formule 4-3 concourant à ce chauffage. Notons que ces deux termes sont sensiblement de même importance au dessous de 190 km, comme souligné par Schunk et Nagy; cependant, le terme correspondant au chauffage qui prend naissance à des énergies supérieures à l'énergie de coupure devient prépondérant à plus haute altitude, et environ cinq fois supérieur à l'énergie de surface vers 450 km.

La figure 4-15 montre également le chauffage global (somme des deux précédents) et, pour comparaison, l'énergie qui est dépensée par excitation et ionisation. Cette dernière énergie est directement issue du calcul du flux stationnaire en multipliant les productions d'ions et d'états excités (formules 1-78 et 1-79) par les seuils d'énergie des phénomènes considérés. On voit que l'énergie dépensée à travers les collisions inélastiques est supérieure d'un facteur d'environ 10 au chauffage des électrons thermiques à basse altitude, mais du même ordre ou inférieure à haute

altitude. Cela est dû au fait que vers 400 km, les électrons précipités qui se déposent sont des électrons de faible énergie, qui créent peu ou pas du tout d'ionisation, peu d'excitation, mais possèdent des énergies utiles pour le chauffage.

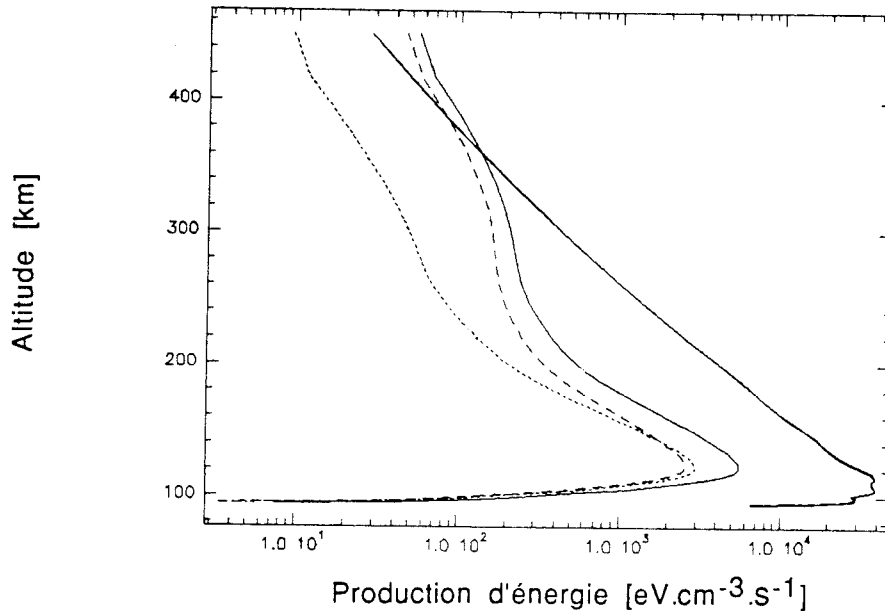


Figure 4-15: Divers processus de chauffage. Le trait en points représente le terme de chauffage 'de surface' des électrons thermiques. Le trait pointillé est le chauffage qui prend naissance au dessus de l'énergie de coupure. La somme de ces deux termes est tracée en trait fin, tandis que l'énergie dépensée par le flux précipité en collisions inélastiques est tracée en trait gras.

4-4-c) Calcul de la relaxation.

Nous avons tracé sur les figures 4-16 a, b, c et d le détail des phénomènes concourant à la relaxation par collisions des électrons sur les neutres. Parmi eux, l'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique est un processus prépondérant au dessus d'environ 150 km. Il crée à lui seul presque la totalité de la relaxation des électrons sur les neutres au dessus 400 km. Autour de 110 km, d'autres excitations sont de même ordre de grandeur (environ 10^4 eV.cm⁻³.s⁻¹) ou supérieures. Il s'agit principalement de l'excitation rotationnelle de N₂ et O₂. Les excitations vibrationnelles de N₂ et O₂ sont des phénomènes qui ont une grande importance au dessus de 200 km. Les autres phénomènes, et notamment l'excitation de H et He sont des phénomènes minoritaires, et de moindre importance. La majeure partie de ces résultats est conforme à ce qu'avaient décrit Schunk et Nagy [1978], à l'exception de l'importance vers 110 km de l'excitation rotationnelle de N₂ et O₂.

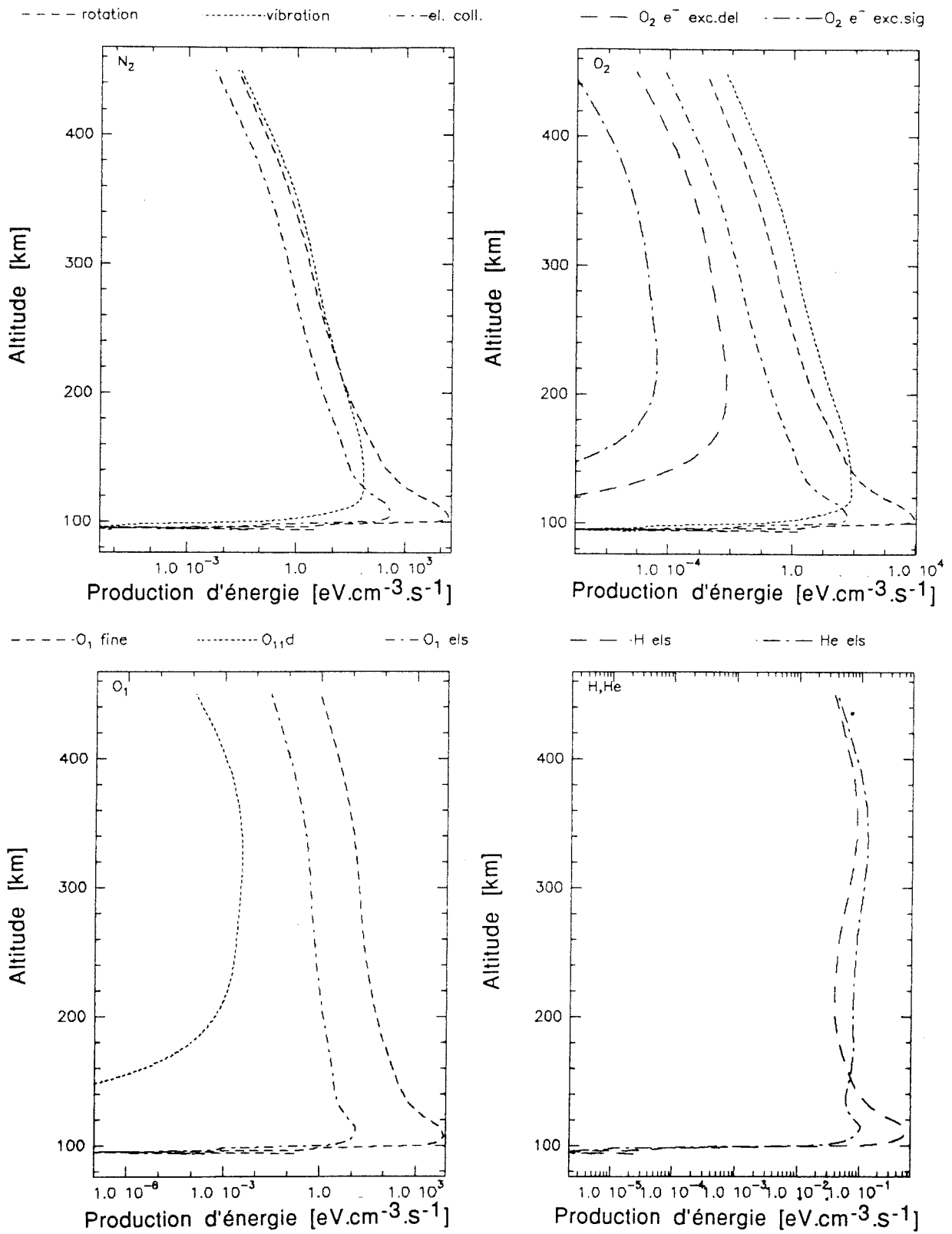


Figure 4-16 : Processus de relaxation des électrons sur N_2 (figure a en haut à gauche), O_2 (figure b en haut à droite), O (figure c en bas à gauche), H et He (figure d en bas à droite). 'el. coll.' correspond aux collisions élastiques avec, ici, perte d'énergie.

Néanmoins, ce résultat est à considérer avec circonspection étant donné l'importance de l'erreur sur le calcul à cette altitude (voir remarque 4-2-e): pratiquement, à cette altitude, des variations de l'ordre du degré sur la température électronique ont induit dans nos résultats des écarts pouvant aller jusqu'à un ordre 10.

L'importance à haute altitude de la relaxation par collisions entre les électrons et les ions est également conforme aux résultats obtenus par ces auteurs, avec cependant des conditions diurnes, dont nos faibles précipitations se rapprochent. Cela est illustré sur la figure 4-17 sur laquelle nous avons tracé un résumé des pertes par collision électrons-neutres, et la courbe des pertes électrons-ions. On voit que ce dernier processus est le processus majoritaire au dessus de 320 km.

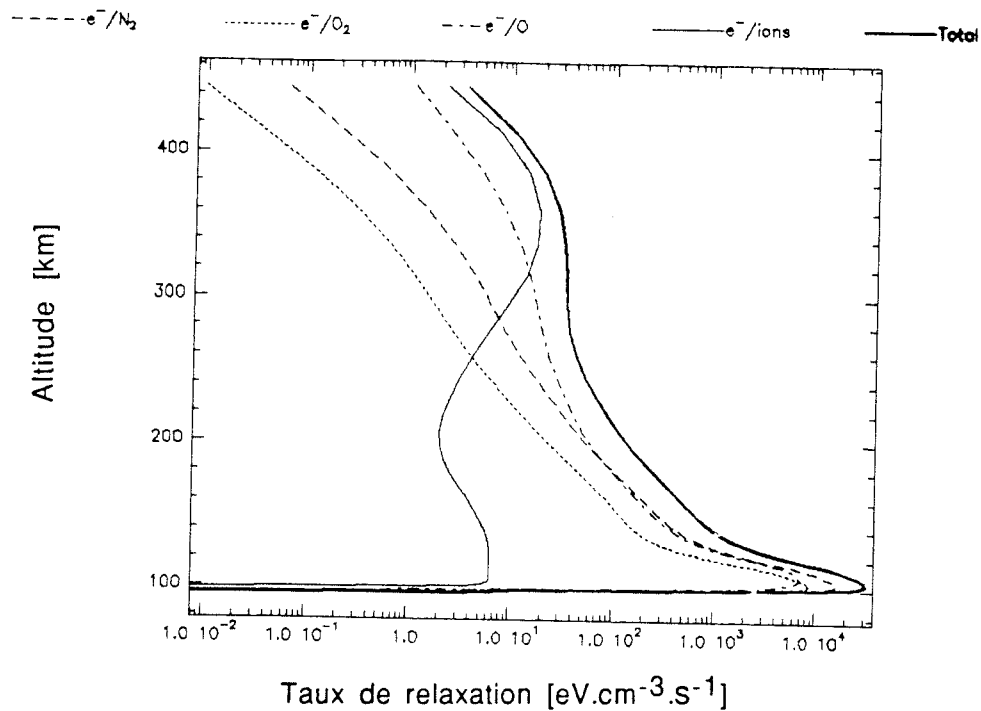


Figure 4-17 : Processus de relaxation des électrons sur les neutres et sur les ions.

4-4-d) Calcul de la conduction de chaleur.

La figure 4-18 représente la juxtaposition de la température électronique et du flux de chaleur en fonction de l'altitude. Les conventions que nous avons prises, en accord avec la revue de Schunk et Nagy [1978], donnent un flux positif vers le bas. Ce flux s'annule vers 340 km. Il monte aux altitudes supérieures et descend en dessous de 340 km. Ce flux de chaleur conduit à une conduction de la chaleur tracée sur la figure 4-19. On note que la conduction de la chaleur est un phénomène de faible importance devant les pertes électrons-neutres à basse altitude. Entre 200 et 260 km environ (et pour cette expérience particulière), il est de l'ordre de la vingtaine d'eV.cm⁻³.s⁻¹, encore minoritaire. Mais il devient un phénomène de première grandeur vers 400 km.

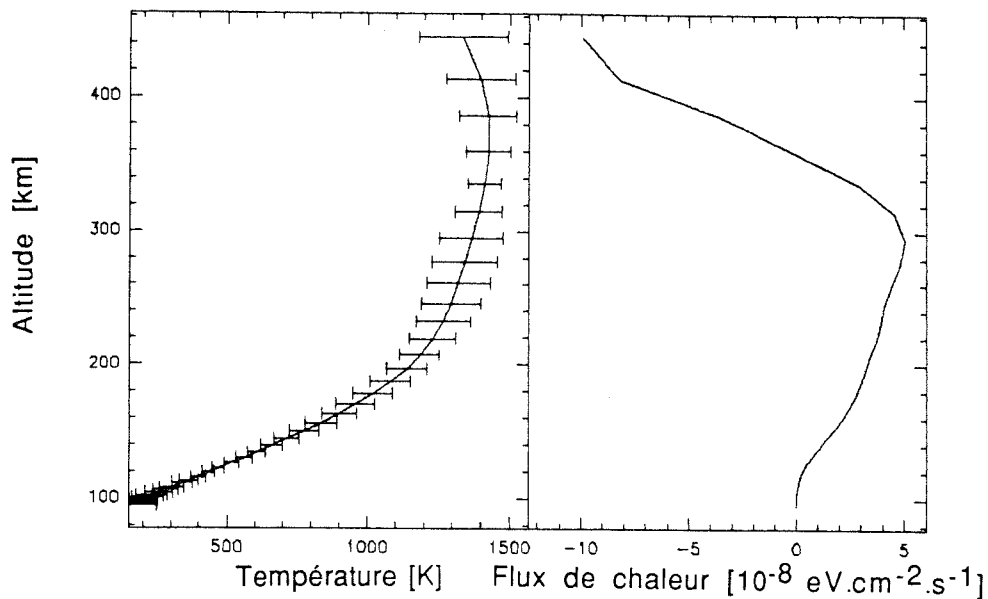


Figure 4-18: La case de gauche représente la température électronique mesurée, et celle de droite le flux de chaleur.

Ce résultat est conforme à des études antérieures se passant dans la journée [Lejeune, 1973; Schunk et Nagy, 1978]. Schunk [1983] précise notamment que la conduction de la chaleur est importante en conditions diurnes au dessus de 150 km en cas de minimum solaire, et au dessus de 300 km en cas de maximum solaire. Deux études [Schunk et al, 1986; Schunk et al, 1987] montrent que le flux de chaleur est le paramètre dominant qui contrôle la température électronique aux hautes latitudes, et de jour. Nos résultats pour des cas de précipitations douces, en période nocturne, rejoignent les altitudes indiquées pour le maximum solaire.

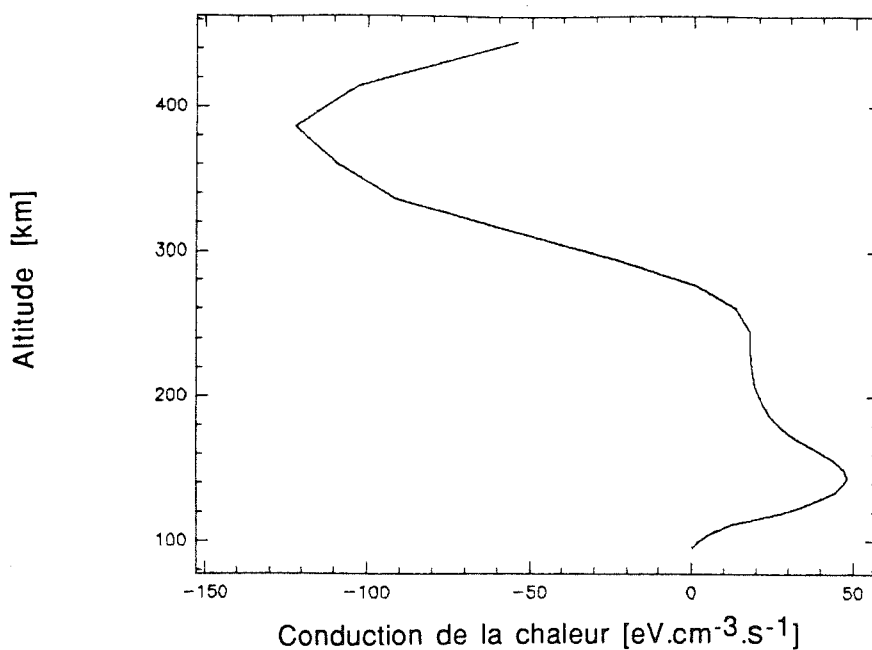


Figure 4-19 : Conduction de la chaleur à chaque altitude.

4-4-e) Bilan d'énergie et discussion.

Bien que les processus de chauffage et de relaxation soient du même ordre de grandeur à basse altitude, les incertitudes introduites par les expressions théoriques de la relaxation ne nous permettent pas de conclure. Notre discussion portera donc sur les altitudes supérieures à 120 km.

Sur la figure 4-20, nous avons porté d'une part le chauffage des thermiques, qui est fonction principalement du flux précipité, et d'autre part la différence $\sum R_{ix}(z) - \chi(z)$ de la somme des processus de relaxation moins la conduction de la chaleur. D'après l'équation du bilan (4-2), ces courbes devraient se superposer. C'est grossièrement le cas au dessus de 340 km et vers 120 km. A moyenne altitude cependant, il y a un écart d'un ordre 10 entre elles. Cet écart est de l'ordre de celui trouvé par Lejeune en 1973. Cet auteur a calculé un bilan énergétique pour des conditions diurnes en mettant au point une méthode numérique basée sur un certain nombre d'hypothèses (développement en fonctions sphériques, ...) pour le calcul de l'évolution des photo-électrons.

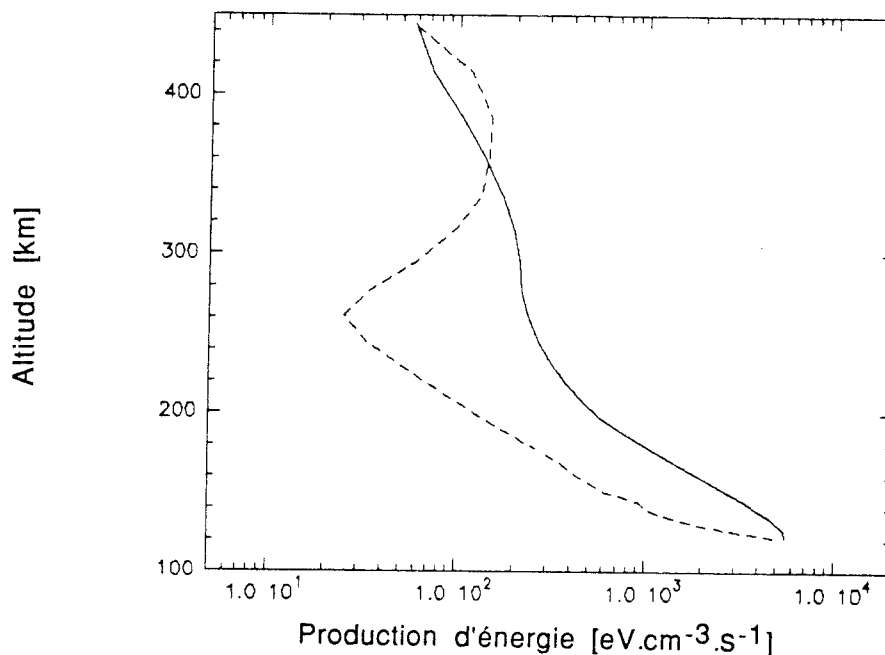


Figure 4-20 : Bilan d'énergie des électrons. Le chauffage est tracé en trait plein, et la différence entre la relaxation et la conduction de la chaleur en trait pointillé.

Pour le comprendre, nous avons étudié la variation de ces deux courbes lorsqu'on fait varier la mesure à l'intérieur des barres d'erreurs, et également lorsque la température exosphérique est celle calculée par le modèle (au lieu d'être imposée), ou lorsque la densité en oxygène atomique est divisée par 2 [Solomon, 1987].

La variation de la température électronique de $\pm dT_e$ a des effets différents selon l'altitude. L'erreur que nous avons considérée est une erreur due principalement à l'incertitude d'environ 10% sur les compositions.

La différence $\sum R_{lx}(z) - \chi(z)$ augmente lorsque la température exosphérique décroît, ou lorsqu'on considère $T_i + dT_i$ ou $N_e + dN_e$. Elle décroît lorsqu'on divise la densité d'oxygène atomique par 2, car cela augmente la conductivité thermique K^e , et donc la conduction de la chaleur, ou sous les variations négatives $T_i - dT_i$ ou $N_e - dN_e$ de la température ionique et de la densité électronique.

Le chauffage est gonflé par une augmentation du flux précipité, mais aussi par la division par 2 de la densité d'oxygène atomique. Il diminue si le flux précipité diminue ou si la température exosphérique diminue.

Forts de ces résultats, nous avons procédé à des variations conjointes de paramètres. Le résultat est porté sur la figure 4-21. Tous les résultats de la variation de la différence $\sum R_{lx}(z) - \chi(z)$ tombent entre les deux lignes pointillées fines. Les résultats du chauffage Q_e se trouvent eux situés entre les deux traits fins continus. Les erreurs expérimentales ne suffisent pas à expliquer l'écart entre les phénomènes, d'une amplitude d'au moins 3 à 260 km.

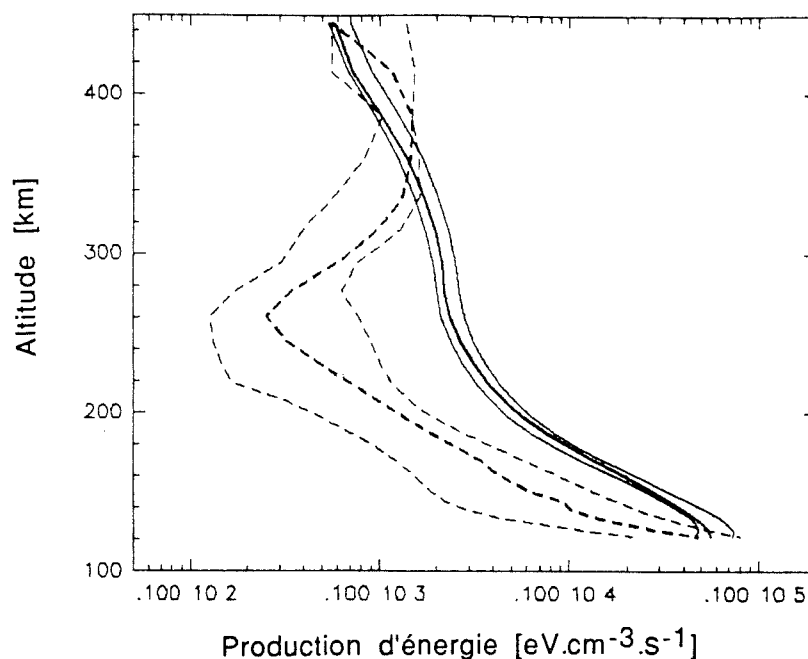


Figure 4-21 : Calcul d'erreur sur le bilan d'énergie. Les traits gras sont les calculs de la courbe précédente, et toutes les valeurs du chauffage (traits pleins) ou de la différence entre la relaxation et la conduction de la chaleur (trait pointillé) tombent entre les limites indiquées ici lorsqu'on fait varier les erreurs de mesure, ou les paramètres d'atmosphère neutre.

Pour terminer, nous avons exécuté le calcul du chauffage des électrons thermiques en utilisant les jeux de sections efficaces B et C du chapitre 2. Rappelons que le jeu

B, comme le A précédent, n'inclue pas la structure fine de O, et que le jeu C est fait de la somme du jeu A et de la structure fine. Nous avons porté sur la figure 4-22 le résultat de cette investigation. Les traits en pointillé représentent la différence $\sum R_{lx}(z) - \chi(z)$ incluant les erreurs telles que prises en compte précédemment. Le trait plein de droite est le chauffage calculé plus haut, donnant des résultats satisfaisants au dessus de 340 km et vers 120 km. Le trait plein du milieu est le chauffage calculé avec le jeu C, qui inclu la structure fine. Celui ci donne des résultats satisfaisants entre 340 km et 140 km. Le trait de gauche montre le résultat du calcul à partir du jeu B, résultat très proche du calcul avec le jeu C.

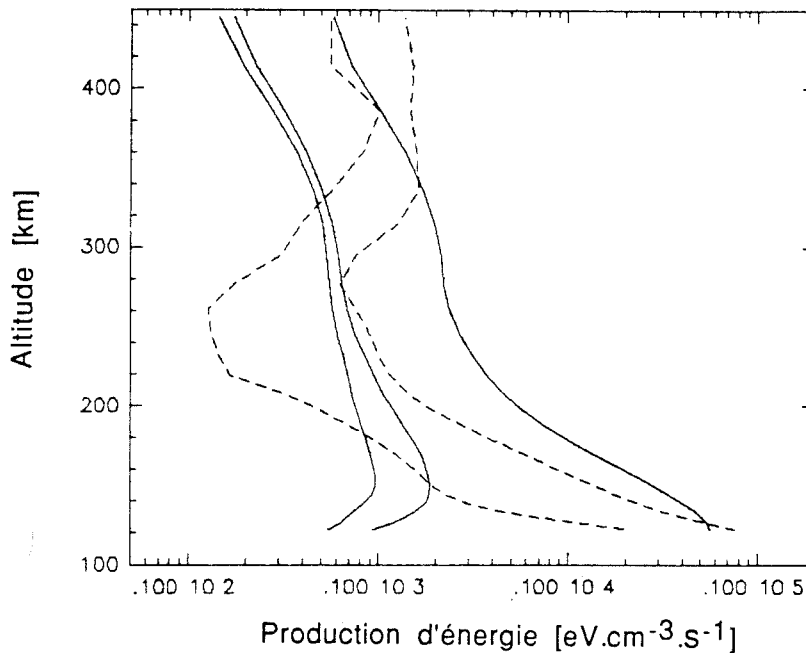


Figure 4-22 :Bilan d'énergie. Les traits pointillés représentent la différence entre la relaxation et la conduction de la chaleur, lorsqu'on fait varier les erreurs de mesure, comme indiqué sur la courbe 4-24. Les courbes en traits pleins représentent le calcul du chauffage en utilisant trois jeux différents de sections efficaces de collisions, respectivement de la gauche vers la droite, les jeux B,C et A du chapitre 2.

4-4-f) Conclusion.

Au cours de ce chapitre, nous avons cherché à vérifier par l'expérience l'équation du bilan d'énergie des électrons dans l'ionosphère aurorale, en cas de précipitations douces nocturnes. Pour cela, nous avons utilisé une expérience conjuguée entre le radar EISCAT et le satellite VIKING pendant laquelle deux orbites ont pu être sélectionnées.

Le 13 décembre, des précipitations d'ions ont eu lieu. Elles nous ont permis de mettre en évidence deux effets de telles précipitations, qui sont une augmentation de la densité d'oxygène O⁺, et une augmentation (d'un facteur 2 vers 120 km) de la densité électronique. Ces effets n'ont, à notre connaissance, jamais été quantitativement étudiés.

Le 27 Octobre a été un jour calme sur lequel nous avons pu calculer les différents termes de l'équation du bilan d'énergie. Les conditions expérimentales - précipitations douces- rapprochent nos résultats de ceux obtenus par d'autres auteurs pour des conditions diurnes [Lejeune, 1973; Schunk et Nagy, 1978; Schunk et al, 1986]. Nous avons souligné l'importance de la conduction de la chaleur, et nous avons vu que le bilan est correctement vérifié à condition de tenir compte de différents jeux de sections efficaces de collisions. La section efficace d'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique joue notamment un rôle primordial. Cette section efficace est encore mal connue, et il nous semble difficile de poursuivre le calcul plus en avant en l'absence de données plus précises de ces sections efficaces à basse énergie (inférieures à 10 eV).

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.



Retour sur les résultats:

Tout au long de ce travail, nous avons traité du transport vertical des électrons suprathermiques dans l'ionosphère aurorale. Si l'équation qui décrit ce transport est bien connue, la manière de la résoudre s'avère difficile à mettre en œuvre, et un programme qui calcule le flux stationnaire des électrons est un outil sophistiqué.

Au cours du premier chapitre, nous avons d'une part rappelé la théorie de l'équation de transport. Nous attachant à décrire le modèle mis au point par Strickland [Strickland, 1976], nous avons par ailleurs mené la discussion de la discrétisation de cette équation. Cela nous a permis de faire la synthèse des données récentes impliquées dans ce calcul, et de les y intégrer. Il s'agit des sections efficaces de collision, dont le jeu utilisé a subi ses plus récentes mesures en 1987 [Lummerzheim, 1987], du flux solaire, modifié la dernière fois en 1985 [Torr et Torr, 1985], ou encore de la loi de calcul des sections efficaces différentielles [Lummerzheim, 1987].

Dans le chapitre 2, nous avons voulu montrer aussi complètement que possible comment le modèle numérique réagissait à diverses modifications des entrées. Nous avons également cherché à le valider. Premièrement par le test de la conservation en énergie, qui nous a donné un résultat satisfaisant, avec une erreur inférieure à 5%. Deuxièmement, nous avons comparé les sorties de nos calculs avec un autre modèle, et surtout avec la mesure. Les résultats se sont avérés très positifs, aussi bien en ce qui concerne la comparaison du flux montant au sommet de l'ionosphère calculé et mesuré par fusée-sonde [Pulliam et al, 1981], qu'en ce qui concerne la comparaison des densités électroniques mesurées par le radar EISCAT et calculées à partir du flux précipité mesuré par le satellite AUREOL 3 [Stamnes, 1986].

La première application que nous avons tirée du modèle concerne la production diurne d'électrons secondaires. Les photons solaires ionisent l'atmosphère neutre. Les électrons primaires ainsi créés ionisent à leur tour, et donnent naissance à une population d'électrons secondaires. La production primaire est aisée à calculer. Le calcul de la production secondaire nécessite la résolution de l'équation de transport. Nous avons proposé un modèle qui permet d'éviter cette résolution, et autorise un calcul simple de la production secondaire pour trois conditions solaires différentes (maximum et minimum solaire, ainsi qu'une condition de flux solaire moyen), à toute latitude supérieure à 45°, pour n'importe quel angle solaire zénithal, et aux altitudes comprises entre 100 et 500 km. Nous avons vérifié que l'approximation selon laquelle la production secondaire constitue 30% de la production primaire est licite au dessus de 200 km, et pour des conditions solaires moyennes. Néanmoins, hors de ces conditions, le modèle proposé donnera des résultats beaucoup plus fiables.

Le bilan d'énergie des électrons thermiques dans l'ionosphère est un problème qui a déjà suscité une abondante littérature [Banks et Kockarts, 1973; Lejeune, 1973; Schunk et Nagy, 1978; Rees, 1983, Stamnes et al, 1986, Schunk et al, 1986; Schunk et al, 1987]. Les électrons primaires qui se sont dégradés jusqu'à des énergies inférieures à la dizaine d'électrons-Volts chauffent le gaz des électrons ambiants, jusqu'à thermalisation. Les électrons chauffés perdent leur énergie au cours de chocs sur les neutres et les ions ambiants. Enfin, une partie de l'énergie se déplace sous l'effet du gradient de température. Le bilan d'énergie établit la balance de ces termes, chauffage, relaxation et conduction de chaleur.

Le programme de résolution de l'équation de transport conduit de façon rigoureuse au calcul du chauffage. Les termes de relaxation et de conduction de chaleur sont connus [Schunk et Nagy, 1978]. Nous étions donc armés pour vérifier le bilan d'énergie de façon rigoureuse. Nous l'avons fait dans l'ionosphère aurorale nocturne en utilisant de manière intensive des mesures, qu'il s'agisse du flux d'électrons précipités, mesuré par le satellite VIKING, ou des températures ionique et électronique, ou encore de la densité électronique et de la composition ionique, tirées des données du radar européen EISCAT.

Nous avons montré que les ordres de grandeurs entre processus de chauffage et processus de relaxation et conduction de la chaleur sont respectés, et que l'accord est bon dans la limite des connaissances actuelles des sections efficaces de collisions. Nous avons souligné l'importance pour ce type d'étude d'une connaissance plus précise des sections efficaces à base énergie, et notamment de la section efficace d'excitation de la structure fine de l'oxygène atomique. Nous avons également vu que le cas de précipitations nocturnes douces se rapproche, tant par les amplitudes des phénomènes que par leur altitude d'occurrence, de conditions diurnes lors du maximum d'activité solaire [Schunk, 1983]. Nous avons également pu affirmer l'importance de la conduction de la chaleur dans le bilan d'énergie des électrons thermiques.

De plus, cette étude nous a permis, en écartant délibérément l'usage de modèles de flux précipités ou de densité électronique, température électronique et ionique, de voir clairement l'effet des précipitations d'ions sur l'ionosphère. Cet effet a consisté en une augmentation de l'ion O^+ , et un doublement de la densité électronique.

Conclusion:

Dieu a fait l'homme à son image, prétend la légende. Et l'homme construit des modèles à l'image de la nature pour essayer de la comprendre. Incidemment, un esprit malicieux pourrait déduire que Dieu a fait l'homme à son image pour essayer de se comprendre lui même, mais ce n'est sûrement pas le lieu d'en débattre.

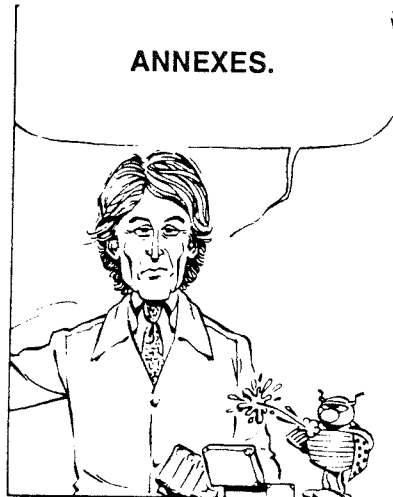
Le modèle de l'équation de transport des électrons dans l'ionosphère est un modèle "de l'intérieur": il part d'équations comprises (l'équation de continuité, la description de champ magnétique terrestre ...), procède en faisant des approximations justifiées, et physiques. Le code lui même est perfectible: prise en compte de flux précipités dans toutes les directions, augmentation du nombre de points de calculs, (rendue possible par l'accélération des calculs sur le matériel informatique, et la vectorisation), prise en compte plus fine des phénomènes de transport, par une interpolation entre deux points d'altitudes d'un genre proche de l'interpolation entre deux points des grilles d'angle et d'énergie, normalisation de la matrice de redistribution... Les entrées du programme doivent être améliorées. C'est le cas du flux solaire, dont les valeurs pour des conditions agitées et calmes ont subi de nombreuses modifications, c'est surtout le cas des sections efficaces de collisions au dessous de 10 eV.

Pendant, ces modifications sont des modifications de forme; le fond -la physique elle même- est bien comprise et ne change pas.

Le modèle de l'efficacité de production proposé au chapitre 3 est un modèle "de l'extérieur". Comme c'est aussi le cas, pour ne citer que les exemples utilisés dans cette thèse, de MSIS, Jacchia et Tangle dans une large mesure, des formules de relaxation des électrons thermiques, des formules de fonction de phase, des formules donnant les sections efficaces différentielles. Le principe est d'obtenir un nombre suffisant de points et d'y faire passer une loi ajustée par un critère d'optimalité. Si on cherche à comprendre le fonctionnement du phénomène, on tente d'inclure des lois ou fonctions dont la physique est connue dans la loi ajustée, selon ce que dicte l'intuition. Mais ce n'est pas absolument nécessaire: nous aurions tout aussi bien pu ajuster la loi d'efficacité par un polynôme en angle solaire, plutôt qu'y imposer une fonction de Chapman. Si cette approche de la modélisation permet de décrire un phénomène, elle reste à certains égards frustrante. Cette approche est pourtant de plus en plus indispensable, à cause de la somme des phénomènes en causes, et de la complexité croissante des équations. Frustrante et indispensable.

C'est sans doute l'une des raisons majeures qui nous pousse à vouloir, dans les prochaines années, construire un modèle "de l'intérieur" des précipitations d'ions. On a vu au cours du dernier chapitre l'effet qu'ont ces précipitations, tant sur la composition ionique que sur la densité électronique. D'autres effets, et notamment de chauffage, existent. Ce travail ne peut se faire qu'en collaboration, et à ce titre, les liens tissés avec de jeunes chercheurs, comme Dirk Lummerzheim, de l'université d'Alaska, ou Stan Solomon, du Michigan, aussi bien qu'avec des chercheurs confirmés ne peuvent être qu'enrichissants.

RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.



La première partie de cette annexe concerne la méthode numérique d'intégration de l'équation différentielle $\frac{\partial \xi_i}{\partial \psi} = \text{Production} - \text{Pertes}$, qui a conduit, au premier chapitre, au calcul du flux stationnaire d'électrons.

Une partie du premier chapitre de cette thèse a fait l'objet d'un rapport technique dans les deux instituts, l'IAS de Bruxelles, et le CEPHAG à Grenoble [Wisemberg et al, 1987; Wisemberg et al, 1989]. Le chapitre trois, concernant l'étude de l'efficacité de production a donné lieu à un article publié dans les Annales Geophysicæ [Lilensten et al, 1989], et le chapitre quatre, l'étude du bilan thermique des électrons ionosphériques à un article actuellement soumis dans le numéro spécial du Journal of Geophysical Research concernant le satellite VIKING. La seconde partie de cette annexe propose l'article publié sur l'efficacité d'ionisation.

RESOLUTION DES EQUATIONS DIFFERENTIELLES DE TYPE STIFF

a) Introduction:

Nous allons examiner une méthode de résolutions d'un jeu d'équations différentielles couplées du type courant:

$$\frac{\partial \xi_i}{\partial \psi} = \Theta_i - \Lambda_i \xi_i = \Phi_i, \quad (A1)$$

Θ_i est le taux de création, et $\Lambda_i \xi_i$ le taux de perte. ψ peut être aussi bien le temps que, dans le cas considéré au chapitre 1, la profondeur de collision. i représente par exemple la $i^{\text{ème}}$ espèce chimique. Si le terme $\frac{1}{\Lambda_i}$ pour les diverses espèces varie de plusieurs ordres de grandeurs, et si il existe un fort couplage entre les différentes équations, le jeu A1 est dit "Stiff", et nécessite un traitement particulier pour sa résolution. La méthode utilisée a été mise au point au NRL [Young, 1980], basée sur la technique numérique dite "d'Intégration Asymptotique Sélectionnée (SAIM)".

a) Algorithme:

L'intégration est une intégration à un pas. Les seules entrées nécessaires à un nouveau pas d'intégration sont les valeurs courantes des variables et des dérivées. Une méthode de prédicteur-correcteur du second ordre est utilisée pour continuer le processus d'intégration. La méthode SAIM utilisée est plus performante lorsque la solution varie lentement, ou si le terme $\frac{1}{\Lambda_i}$ est extrêmement petit. Cela arrive par exemple si le taux de formation et le taux de perte sont grands et sensiblement égaux, et qu'il y a un fort couplage entre les équations.

L'algorithme de prédicteur-correcteur fourni suffisamment d'informations pour choisir le pas d'intégration, à partir du moment où la convergence est assurée. Un pas initial d'intégration $\partial\psi$ est choisi de telle sorte qu'aucune des variables ne change plus qu'une quantité prescrite par:

$$\partial\psi = \varepsilon \cdot \min \left(\frac{\xi_i}{\partial\xi_i/\partial\psi}, \text{ et, si } [\Theta_i \gg \Lambda_i \xi_i], \frac{1}{\Lambda_i} \right) \quad (A2)$$

ε est un facteur d'échelle, égal au facteur de convergence décrit plus loin (équation A6). Le minimum est pris sur l'ensemble du jeu d'équations. Lorsque ce pas a été choisi, toutes les équations sont séparées en deux classes, "Stiff" et "Normale", selon le critère:

$$\left| \begin{array}{l} \Lambda_i \tau < 1 \text{ Normale} \\ \Lambda_i \tau \geq 1 \text{ Stiff} \end{array} \right. \quad (A3)$$

τ est une valeur dépendante du problème, et est choisie par l'utilisateur pour invoquer, si nécessaire, un traitement asymptotique.

L'algorithme commence à travailler avec les équations de plus petite grandeur caractéristique $\frac{1}{\Lambda_i}$. Les deux types d'équations sont intégrées par un prédicteur-correcteur, dit simple dans le cas Normal, et qui remplace le correcteur du second ordre par une formule asymptotique dans le cas Stiff. La partie prédicteur du pas d'intégration est calculée d'après:

$$\left| \begin{array}{l} \xi_i(1) = \xi_i(0) + \delta\psi \Phi_i(0) \quad (\text{Normale}) \\ \xi_i(1) = \xi_i(0) + \frac{\delta\psi \Phi_i(0)}{1 + \delta\psi \Lambda_i(0)} \quad (\text{Stiff}) \end{array} \right. \quad (\text{A4})$$

où $\Phi_i(0) = \Phi_i[\psi(0), \xi_i(0)]$. Ici, nous partons à $\psi = \psi(0)$, et nous voulons trouver $\xi_i[\psi(0) + \delta\psi] \approx \xi_i(1)$. Nous notons entre parenthèse le numéro de l'itération, et les valeurs initiales par l'itération 0. $\xi_i(1)$ représente le résultat de l'étape d'intégration. L'étape de correction se fait suivant:

$$\left| \begin{array}{l} \xi_i(k+1) = \xi_i(0) + \frac{\delta\psi}{2} [\Phi_i(0) + \Phi_i(k)] \quad (\text{Normale}) \\ \xi_i(k+1) = \xi_i(0) + \frac{2\delta\psi [\Theta_i(k) - \Lambda_i(0) \cdot \xi_i(0) + \Phi_i(0)]}{4 + \delta\psi [\Lambda_i(k) + \Lambda_i(0)]} \quad (\text{Stiff}) \end{array} \right. \quad (\text{A5})$$

La convergence de chaque équation individuelle est déterminée en comparant $\xi_i(k+1)$ avec $\xi_i(k)$, en utilisant le critère d'erreur relative ε qui satisfait à:

$$1 \geq \sigma = \max \left[\frac{|\xi_i(k+1) - \xi_i(k)|}{\varepsilon \cdot \xi_i(k+1)} \right] \quad (\text{A6})$$

Dans notre application, ε est typiquement de l'ordre de 10^{-3} . Dans la plupart des cas, il suffit de deux ou trois intégrations pour assurer la convergence. Lorsque la convergence de toutes les équations est assurée, on initialise les nouvelles valeurs de $\xi_i(\delta\psi)$ par $\xi_k(k+1)$



Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons : A numerical model

J. LILENSTEN ⁽¹⁾, W. KOFMAN ⁽¹⁾, J. WISEMBERG ⁽²⁾, E. S. ORAN ⁽³⁾,
and C. R. DEVORE ⁽³⁾

⁽¹⁾ CEPHAG, URA 322, INPG/IEG, BP 46, F-38402 St Martin d'Hères Cedex, France

⁽²⁾ Institut d'Aéronomie Spatiale, 3, av. Circulaire, B 1180, Bruxelles, Belgique

⁽³⁾ Laboratory for Computational Physics and Fluid Dynamics, Naval Research Laboratory,
Washington, D.C. 20375, USA

Received May 19, 1988 ; revised July 17, 1988 ; accepted July 29, 1988.

ABSTRACT. In the ionosphere, the EUV solar flux ionizes the neutral gas, producing a primary distribution of electrons. These primary electrons may have sufficient energy to produce new secondary electrons, by inelastic collisions with neutrals. We define the efficiency of this production by the ratio between the secondary and the primary production. Computation of this efficiency for different solar conditions shows that it is approximately constant above 200 km, varying from 12 % with a quiet sun to 22 % with a disturbed sun at 500 km. It increases drastically in the E-region reaching a peak value of 2 to 3, (between 120 and 150 km, depending on the intensity of the solar flux, and the solar zenith angle). Influences of solar zenith angle, altitude and latitude on the ionization efficiency are studied. A simple model is described that allows easy computation of the secondary production.

Annales Geophysicae, 1989, 7, (1), 83-90.

INTRODUCTION

Using the detailed spectral information on the extreme ultraviolet solar flux at wavelengths capable of ionizing the major thermospheric constituents (< 102.7 nm) that is available, (Hinteregger *et al.*, 1973 ; Torr and Torr, 1979), the rate of primary electrons produced by ionization due to this flux has been computed (Torr *et al.*, 1979 ; Torr and Torr, 1985). Secondary ionization occurs by collisions between the energetic primary electrons and the neutral particles. The electrons are then transported in the ionosphere, and degraded by ionization, excitation, and energy losses to heat the ionosphere.

This secondary production has been computed by a number of different approaches (Nagy and Banks, 1970 ; Mantas, 1975 ; Strickland *et al.*, 1976 ; Schunk and Nagy, 1978 ; Stamnes, 1980), all of which solve a complicated transport equation. However, in many ionospheric modelling efforts, no such detailed photoelectron transport equations are solved and the secondary ionization is then often assumed to be 30 % of the primary (Roble *et al.*, 1987). This approximation is very rough, and more accurate estimates are required.

We describe in this paper a calculation of the ionization efficiency as a function of the solar EUV flux, the solar zenith angle, latitude and altitude. First, the

equations for primary and secondary production are presented, and the photoelectron efficiency is theoretically introduced. Then, we study variations in this efficiency and propose a simple way to model it.

THEORETICAL BACKGROUND

In the terrestrial ionosphere, the EUV solar flux (< 102.7 nm) produces electrons by ionization of neutral particles. These « primary » electrons move along the magnetic field, producing heating, excitation and ionization (« secondary » electrons). The transport equation that describes the production of electrons governs the evolution of a steady-state electron flux from the top of the ionosphere to the low E-region. Under certain approximations, this equation can be written in a relatively simple form : First, we assume that photoelectrons are transported predominantly along magnetic field lines, and that the atmosphere is perpendicular stratified along these field lines. This approximation is good at middle and high latitudes. Second, motions perpendicular to the magnetic field are neglected. Third, we assume no electric fields are present. Under these assumptions, the transport equation can be written (Oran and Strickland, 1978) as :

$$\mu \frac{\partial \Phi(\tau, \mu, E)}{\partial \tau(z, E)} = -\Phi(\tau, \mu, E) + sf(\tau, \mu, E) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \cdot \sigma_k^T(E)} \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \cdot \Phi(\tau, \mu, E)) + \sum_l \left[\frac{n_l(z) \cdot \sigma_l^T(E)}{\sum_k n_k(z) \cdot \sigma_k^T(E)} \int_{-1}^1 d\mu' \int_E^{E_{\max}} dE' R^l(E' \mu' \rightarrow E, \mu) \Phi(\tau, E', \mu') \right] \quad (1)$$

$\Phi(\tau, \mu, E)$ = Photoelectron stationary flux ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$).
 E, E' = Energies (eV) of scattered and incident electrons.
 μ, μ' = Cosines of scattered and incident electron pitch-angle.
 $\tau(z, E)$ = Electron scattering depth, defined by :

$$d\tau(z, E) = \sum_k \sigma_k^T(E) n_k(z) dz .$$

R^l = Redistribution function describing the degradation from a state (E', μ') to a state (E, μ) for the neutral species l (O, O₂, N₂).
 $\sigma_k^T(E)$ = Total elastic and inelastic collision cross section for the neutral species k , for one electron at energy E .
 $n_k(z)$ = Density of the neutral species k (O, O₂, N₂) determined from a neutral atmosphere model. The MSIS model was used.
 $n_e(z)$ = Electron density.

• The left-hand part of the equation $\mu \frac{\partial \Phi(\tau, \mu, E)}{\partial \tau(z, E)}$ is the steady-state flux $\Phi(\tau, \mu, E)$ variation with the scattering depth.

• The second term on the right-hand side of the equation is the primary photo-electron production rate (in units of $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$) caused by solar EUV :

$$sf(\tau, \mu, E) = \frac{1}{4 \pi \sum_k n_k(z) \cdot \sigma_k^T(E)} q_{k,i}(z, W) \quad (2)$$

$$q_{k,i}(z, W) = n_k(z) \cdot \sigma_{k,i}^{\text{ion}}(E) \Phi_{\infty}(E) \times \exp \left\{ - \sum_m \sigma_m(E) \cdot \int_z^{\infty} n_m(s) ds \right\} \quad (3)$$

$q_{k,i}$ = Primary electron production ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1}$).
 W = $E - I_{k,i}$, where $I_{k,i}$ is the ionization threshold for species k , at the i -th state.
 $\sigma_{k,i}^{\text{ion}}$ = Ionization cross section for species k , at the i -th state.
 Φ_{∞} = Solar flux on the top of the ionosphere.
 $\sigma_m(E)$ = Absorption cross section of the neutral species m for one photon at energy E .

The integration is done along s , the line of sight to the sun. To obtain the primary production along a vertical column, a Chapman function was used, which is a function of the solar zenith angle χ .

The third term on the right side, $n_e(z) \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \cdot \Phi(\tau, \mu, E))$, represents the losses due to frictional processes (collisions between photo-electrons and thermal-electrons), equal to $-n_e(z) L(E) \left(\frac{\Phi(\tau, \mu, E)}{E} - \frac{\partial \Phi(\tau, \mu, E)}{\partial E} \right)$. The

stopping cross section $L(E)$ is described in Oran and Strickland (1978). Frictional processes become important at low energies (less than the ionization threshold), and do not influence the secondary electron production.

The last term represents the electron production due to degradation of higher-energy fluxes (collisions between photoelectrons and neutral particles) (Mantas, 1973 ; Oran and Strickland, 1978 ; Stamnes, 1981).

The primary electron production can be found by integrating q_{ki} in

$$P_p(z) = \int q_{ki}(z, E - I_{k,i}) dE . \quad (4)$$

The secondary electron production is deduced from (1) as :

$$P_s(z) = \sum_m n_m(z) 2 \pi \int_{-1}^1 d\mu \times \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \sigma_m^{\text{ion}}(E) \cdot \Phi(z, E, \mu) \quad (5)$$

which lead us to define the *primary electron ionization efficiency* as :

$$K_L(z) = \frac{P_s(z)}{P_p(z)} . \quad (6)$$

RESULTS

Electron production

The programs solving (1) and (3) are described in Strickland *et al.* (1976), and Oran and Strickland

(1978). These programs work on three different grids : One is for altitude, the second for energy and the third is an angular grid, that is used to determine the angular distribution of scattered electrons. As long as we are not interested in the angular distribution function, we may consider only two streams. The neutral atmosphere model MSIS 83 was implemented (Hedin *et al.*, 1977), in place of the Jacchia 77 model used by Oran and Strickland.

In the present version, we implemented the solar EUV flux measurements obtained from the Atmosphere Explorer satellites during solar minimum and maximum conditions (Hinteregger, 1981 ; Hinteregger and Katsura, 1981). The values used are those parameterized and modified by Torr and Torr (1985), into 37 energy values from 248 to 12.02 eV (17 discrete solar EUV lines and 20 energy intervals, with averaged fluxes). Photoionization, dissociative photoionization and photoabsorption cross sections, are taken from Kirby *et al.* (1979).

Photoelectron collision cross sections are taken from Blaha and Davis (1975) for O. The values of Shyn *et al.* (1972) have been used for N₂. The O₂ values have been obtain from Tramjar *et al.* (1972), Watson

et al. (1967), and Dehmel *et al.* (1976). This set has been discussed in Oran and Strickland (1978), and is very close from Green and Stolarski values (1972). Stamnes and Rees (1983) studied the effects that some composite sets of inelastic cross section would have on electron energy deposition, and electron heating rate. They compared Green and Stolarski's data, Victor's data and Pitchford and Phelps' data, concluding that «the choice of cross section sets does not seem important» in resolving the electron transport equation.

We considered the variation of the efficiency with different parameters : Altitude, solar zenith angle and latitude. The solar zenith angle is a function of hour, declination and latitude. Thus, the latitude influences the results through changes in the solar zenith angle.

But the neutral atmosphere is also influenced by the latitude. Then, we considered latitude as an independent parameter. We computed the efficiency for 9 latitudes (from 45 to 84 degrees), 13 solar zenith angles at each latitude, and on an altitude grid of 41 values between 100 and 500 km. The photoelectron calculation was truncated at 3 eV. Our computations were done for 3 solar fluxes : The two cited above

Figure 1

Three solar fluxes used in this paper. F79050N and SC # 21REFW are the fluxes for strong and quiet solar conditions respectively, as referenced by Hinteregger, and modified by Torr and Torr (see text).

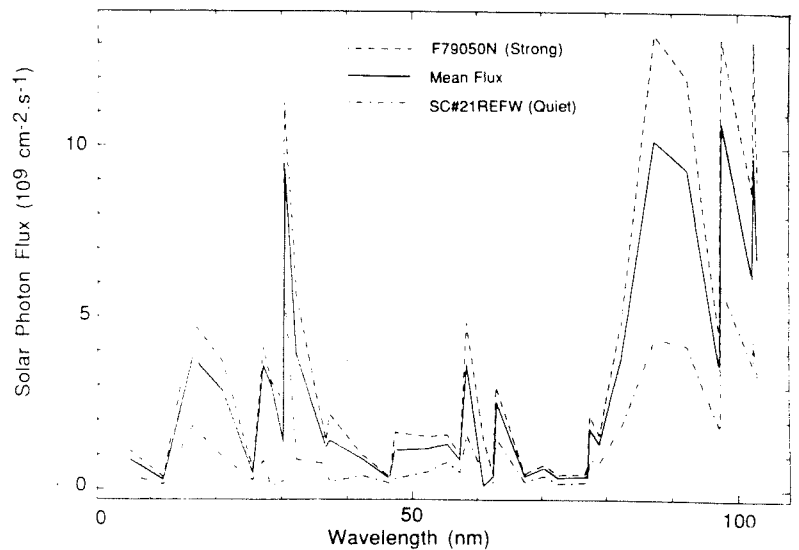
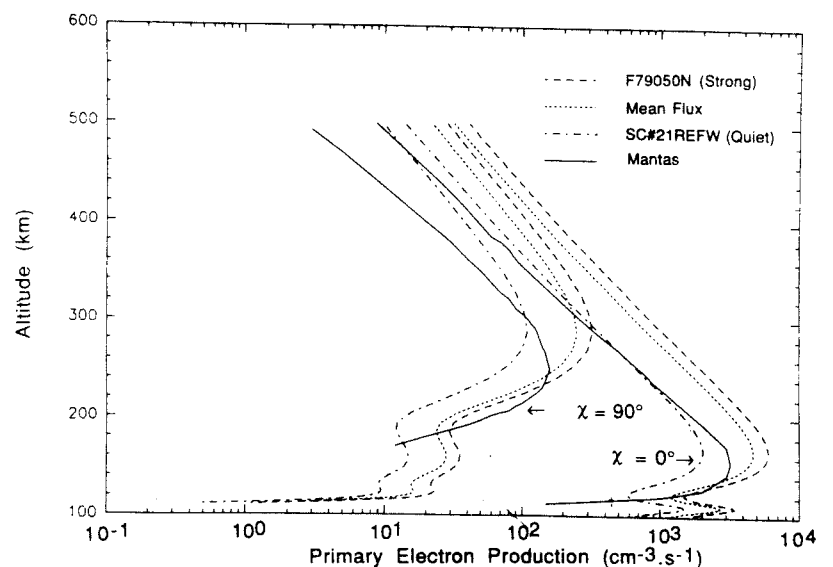


Figure 2

Primary electron production for the three solar conditions for solar zenith angles of 90° and 0°.



which are a quiet solar flux ($f_{10.7} = 68$), referenced as SC#21 REFW, and a strong solar flux ($f_{10.7} = 243$), referenced as F79050N by Hinteregger (1981). A third flux was created, which is simply the arithmetic average of the quiet and the strong one, to obtain results concerning mean conditions ($f_{10.7} = 155$) (fig. 1).

Calculated primary electron production (eq. (4)) for minimum and maximum zolar zenith angle, is shown in figure 2, and compared to those obtained by Mantas (1973) for the same exospheric temperature. The differences are due to the different solar fluxes, and to the model of atmosphere used. Compared to the MSIS model used in this study, the Jacchia model used by Mantas underestimates the atomic oxygen density at high altitude. This leads to a decrease in the altitude of maximum of production. The peak around

110 km is due to the high-energy spectral radiation interval at 186 eV and to intense low energy lines, as 12.11 or 12.69 eV, whose energies are less than the ionization threshold for O (13.62 eV) and N₂ (15.62 eV). These spectral lines have an effect at low altitudes, where O₂ is abundant. The effect of different discrete wavelengths is shown figure 3.

The secondary production (eq. (5)) is shown figure 4 (thin lines), and compared to primary production (heavy lines). A local maximum occurs for the secondary production at altitudes less than 200 km where the production is local and the primary production is large. The maximum secondary electron production occurs at lower altitudes (around 105 km).

To judge and control the accuracy of the solutions of transport equation, we computed the energy conservation by calculating the elements of the equation (Swartz, 1985):

$$\int_{e_{\min}}^{e_{\max}} dE \cdot E \cdot \int_{-1}^1 d\mu \cdot \sum_{\ell} n_{\ell}(z) \cdot \sigma_{\ell}^i(E) \cdot sf(z, \mu, E) = \int_{e_{\min}}^{e_{\max}} dE \cdot n_e(z) \cdot L(E) \int_{-1}^1 d\mu \Phi(z, E, \mu) + \int_{e_{\min}}^{e_{\max}} dE \cdot \sum_{\ell} n_{\ell}(z) \cdot \sigma_{\ell}^j(E) \cdot I_j \cdot \int_{-1}^1 d\mu \Phi(z, E, \mu). \quad (7)$$

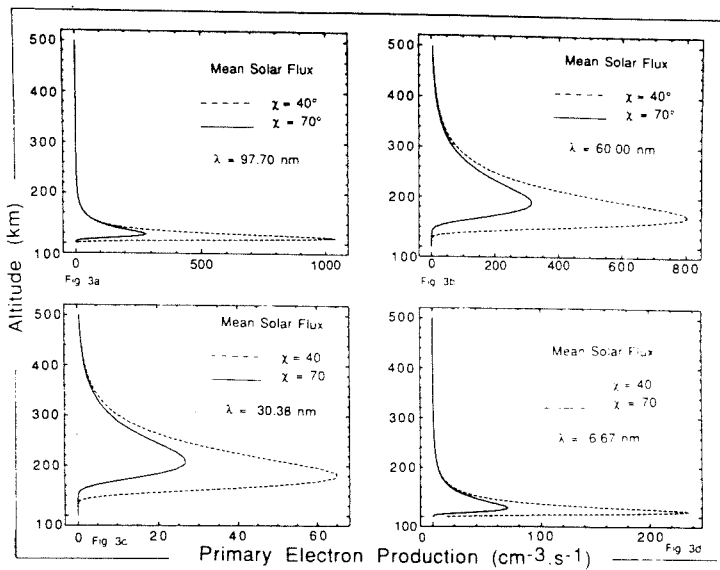


Figure 3

The altitude production due to selected discrete solar EUV lines (6.67, 30.38, 60.0 and 97.70 nm), shown for mean conditions, at two different solar zenith angles. Intense low-energy lines and high-energy lines create the local maximum of primary production at 110 km.

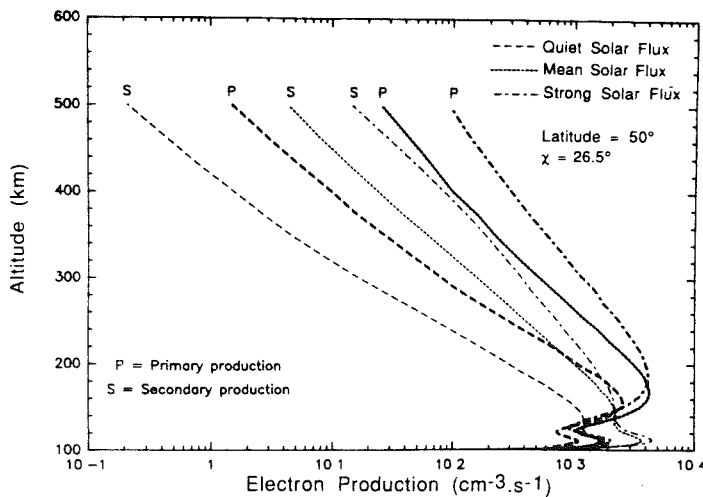


Figure 4

Primary and secondary electron production for the three solar conditions, at a latitude 50°, and solar zenith angle 26.5°.

This is equivalent to saying that the first energy moment of the primary production rate equals the rate of energy deposition in all excitation and heating processes. For the 3 fluxes (quiet, mean, strong), the relative difference between the left and the right side of the equation are 2.53 %, 1.50 %, 1.8 % respectively.

Efficiency K_L

We studied the efficiency variation as a function of the solar flux, latitude, solar zenith angle and altitude. In the neutral atmosphere model, the a_p geomagnetic index used is 21 and the longitude is fixed at 0° . To study the efficiency at different solar zenith angles, it was necessary to run the programs for different dates at high latitudes. For example, at a latitude of 85° , the minimum solar zenith angle (61.5°) is reached at the 173rd day. But at this date, the highest solar zenith angle is 71.5° , far from our maximum (84° , reached before the 110th day). The effect of changing the date is essentially to change the O density. This is unimportant at low altitudes, where the efficiency is high, and does not affect the values at high altitudes, where the efficiency is approximately constant. Therefore, the date was not considered as a meaning parameter. The exospheric temperature computed by the model is 1162 K.

Figure 5 shows the effect of different parameters on the efficiency for quiet conditions. The variation of K_L with altitude is shown (fig. 5a) for several values of the solar zenith angle. One can see that above the E-region, the efficiency is approximately constant, varying from 15 % to 40 % between 200 and 500 km for quiet, mean and strong solar conditions, and is independent of latitude or solar zenith angle (see also figs. 7a and 7b).

In the E-region, K_L increases drastically to reach a value greater than 2 in quiet conditions, and greater than 3 for strong solar flux. K_L increases further with the solar zenith angle. Increasing the solar zenith angle from 26.5° to 72.2° increases the maximum efficiency by a factor 1.10, 1.16 and 1.27 for quiet, mean and strong conditions, respectively. This also

affects the height of the maximum of efficiency, which increases from 118 km to 140 km approximately (fig. 5c), and on the amplitude of the maximum of efficiency (fig. 5d). The increase in altitude of maximum efficiency can be attributed to the fact that the atmosphere at low altitudes is first in dusk when χ increases. The enhancement of the efficiency can be explained by the fact that the photo-absorption cross section is high between 30 and 80 nm for atomic oxygen, which is abundant at high altitudes. When the sun is low (large zenith angles), photons are crossing a larger part of ionosphere than for small zenith angle conditions. There is more EUV absorption in this case (between 30 and 80 nm) than at the extreme energies of the spectrum. There are fewer primary electrons created, but high-energy primary electrons are less affected. The result is that P_s does not decrease as much as P_p , and the efficiency is higher.

The variation of the efficiency with respect to the solar zenith angle, at a given altitude of 106 km, is shown (fig. 5b) for 4 different latitudes. At this low altitude and at a given solar zenith angle, an increase of the latitude makes the efficiency increase. For example, at a solar zenith angle of 70° , K_L is approximately 0.5 for a latitude of 45° , and 0.85 at 75° . The reason is the same than above, since at low altitudes, the atomic oxygen becomes higher at low latitude than at high latitude for the same solar zenith angle. This effect tends to disappear when altitude becomes higher. One can see (figs. 5c and 5d) that there is a small effect of the latitude on the variation of the altitude or amplitude of the maximum efficiency.

MODEL FOR THE SECONDARY ELECTRON PRODUCTION

A general model for computing the secondary electron production, available for all solar conditions, requires an accurate model for representing the EUV variability in terms other than those based on EUV parameters, such as the solar radio emission at 2800 MHz ($f_{10.7}$) (Hinteregger, 1981). Here, we propose a model with three sets of coefficients for the three solar

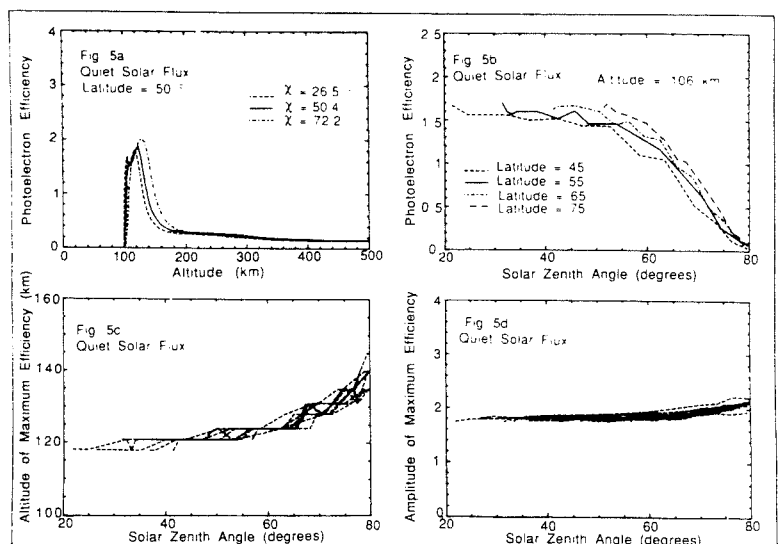


Figure 5

Variation of the efficiency in quiet solar conditions at four latitudes with (a) altitude, (b) solar zenith angle. Figures 5c and 5d show the variation of the altitude and amplitude of the maximum efficiency, 9 latitudes.

conditions. The process consists of determining the altitude z_m of the maximum efficiency, the corresponding amplitude A , and fitting the efficiency to :

$$K_L^{est} = A(\chi) \exp\left(-\left(\frac{z - z_m(\chi)}{\sigma}\right)^{2\alpha_1}\right) \quad \text{if } z \leq z_m \quad (8)$$

$$K_L^{est} = (A(\chi) - C) \exp\left(-\left(\frac{z - z_m(\chi)}{\sigma}\right)^{2\alpha_2}\right) + C \quad \text{if } z > z_m, \quad (9)$$

where K_L^{est} is the estimated efficiency, C is a constant (threshold efficiency for high altitudes, depending only on the solar activity), A and z_m are function of the solar zenith angle, and latitude :

$$A = \frac{\alpha_3}{\cos(\chi)} + \alpha_4 + \alpha_5 \sin(\text{latitude})$$

$$z_m = \frac{\alpha_6}{\cos(\chi)} + \alpha_7 + \alpha_8 \sin(\text{latitude}).$$

Coefficients to compute A , z_m and K_L^{est} are summarized in table 1, and their use is shown (fig. 6) for quiet conditions. The coefficients were adjusted by minimizing the sum of squares of the function ($K_L - K_L^{est}$).

Table 1

Coefficients for computing the secondary electron production (eq. (8) and (9)).

Flux	Quiet	Mean	Strong
α_1	0.721	0.680	0.665
α_2	2.30	1.53	1.36
α_3	0.088	0.156	0.209
α_4	2.05	2.79	3.52
α_5	-0.43	-0.59	-0.86
α_6	4.61	5.73	6.28
α_7	118	116	120
α_8	-4.54	-2.71	-4.31
σ	21.1	21.6	22.1
C	0.223	0.303	0.364

The mean error between the full calculation and the model is about 5 %.

To show the results of the model for strong and mean solar conditions, comparisons between computed and modelled efficiencies are shown (fig. 7) at a latitude 50° . As in figures 5a and 6a, we show the efficiency as a function of altitude, for the same three solar zenith angles.

The threshold efficiency at high altitudes has been determined by minimizing the sum of squares. For

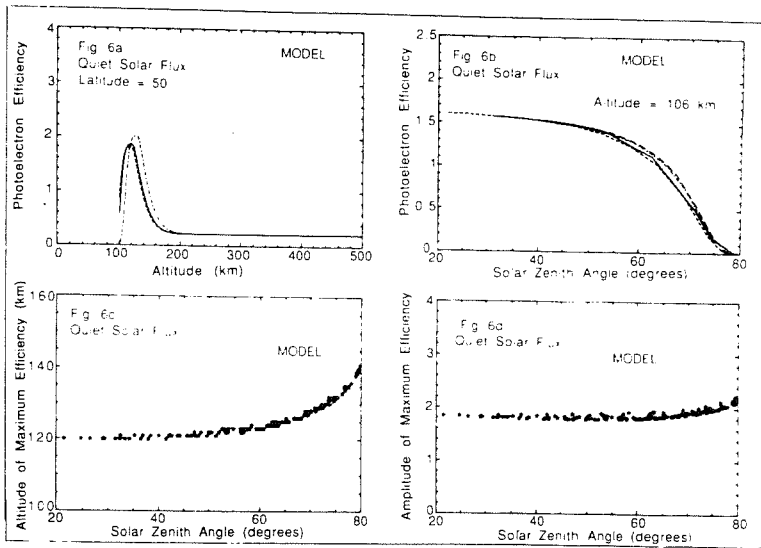


Figure 6
Modelled efficiency in quiet solar conditions corresponding to the same conditions as figure 5.

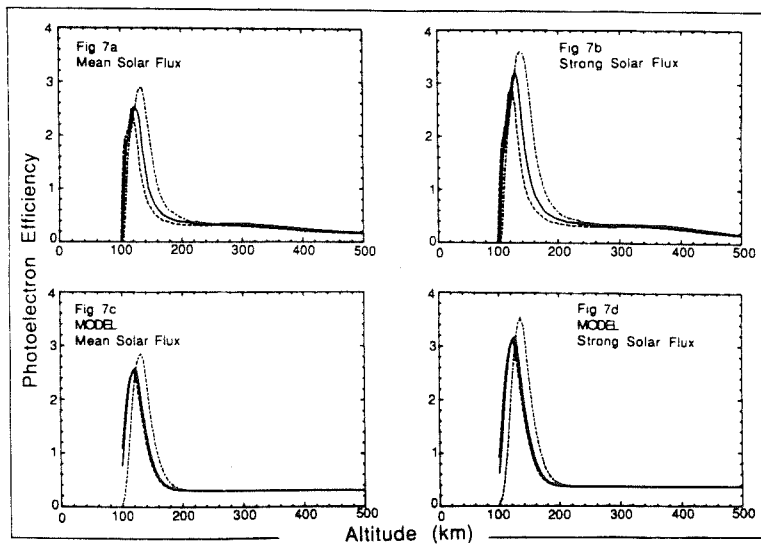


Figure 7
Variation of the efficiency with altitude for strong and mean conditions (figs. 7a and 7b). The results of the simplified model are shown in figures 7c and 7d. The three lines correspond to the same solar zenith angle as on figures 5a and 6a.

quiet, mean and strong conditions, it is 21.5 %, 30.3 % and 36.4 % respectively. Therefore, the value used by Roble *et al.* (1987) (30 %) was a good estimate of the threshold.

The model does not very accurately fit the computed value of the efficiency at 100 km. This height is the limiting value at low altitudes for this study. To calculate the secondary production, the program computes at each altitude an upward and a downward stationary flux. At this 100 km limit, the downward secondary production is lost and the efficiency is not very realistic. Therefore, it is unimportant to match the shape of the curve.

The influence of the solar zenith angle is very well reproduced when considering an approximation ($1/\cos(\chi)$) of the Chapman function. This is not surprising, since the Chapman function is used directly in the primary production equation in the main calculation.

CONCLUSION

Models to compute parameters on the global structure of the ionosphere need an accurate estimation of the electron production (Taieb and Poinard, 1984). Currently, the primary production is computed directly, and then, the total electron production is deduced from the primary by simply using a growth factor (1.3 in Roble, 1987). According to this study, in the F-

region, this fudge factor is a good average value, for the efficiency K_L , defined as the ratio between secondary and primary electron production, for mean solar conditions. In the E-region, the secondary production can be 2 or 3 times the primary one. We have presented a model which allows an estimation of the secondary production, as a function of the altitude, latitude and solar zenith angle, provided that the primary production is known (eq. (3)). The average error between the efficiency computed by solving the transport equation or by the simple model is less than 5 %. We have determined coefficients of this model for three different solar conditions.

In a recent paper (Richard and Torr, 1988), a parallel study was published. The study was done for a single solar zenith angle (instead of 117 in this study). The bottom altitude was 120 km (100 km in this work), and they truncated the photoelectron calculation at 100 eV (248 in the present work). The secondary production was studied for the separate elements of the atmosphere. These differences make the comparison with our study difficult.

However, the authors founded also a good agreement with the value of 1.3 used for previous aeronomic calculations, and pointed out that the efficiency cannot be represented by constant at low altitude.

Acknowledgements

Helpful discussions with Dr. V. Wickwar, and with Dr. G. Kockarts are gratefully acknowledged.

REFERENCES

- Banks, P. M., and G. Kockarts, *Aeronomy*, part A and B. Academic Press, 1973.
- Blaha, M., and J. Davis, Elastic scattering of electrons by oxygen and nitrogen at intermediate energies. *Phys. Rev.*, **12**, 2319-2324, 1975.
- Dehmel, R. C., M. A. Fineman, and D. R. Miller, Angular scattering of low energy electrons by atomic and molecular oxygen, argon and helium, *Phys. Rev.*, **13**, 115-122, 1976.
- Green, A. E. S., and R. S. Stolarski, Analytic models of electron impact excitation cross section. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **34**, 1703-1717, 1972.
- Hedin, A. E., J. E. Salah, J. V. Evans, C. A. Reber, G. P. Newton, N. W. Spencer, D. C. Kayser, D. Alcayde, P. Bauer, L. Cogger and J. P. McClure, A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data. *J. Geophys. Res.*, **82**, 2139-2156, 1977.
- Hinteregger, H. E., Representation of solar EUV fluxes for aeronomic applications, *Adv. Space Res.*, **1**, 39-52, 1981.
- Hinteregger, H. E., and F. Katsura, Observational, reference and model data on solar EUV, from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1147-1150, 1981.
- Hinteregger, H. E., D. E. Bedo, and J. E. Manson, The EUV spectrophotometer on Atmosphere Explorer, *Radio Sci.*, **8**, 349-354, 1973.
- Kirby, K., E. R. Constantinides, S. Babeu, M. Oppenheimer, and G. A. Victor, Photoionization and photoabsorption cross sections of He, O, and O₂ for aeronomic calculations, *Atmos. data and Nucl. Data Tables*, **23**, 63-81, 1979.
- Mantas, G. P., Electron collision processes in the ionosphere, *Aeronomy report n° 54*, Aeronomy Laboratory, Dept. of electrical engineering, Univ. of Illinois, Urbana, Ill., 1973.
- Mantas, G. P., Theory of photoelectron thermalization and transport in the ionosphere. *Planet. Space Sci.*, **23**, 337-354, 1975.
- Nagy, A. F., and P. M. Banks, Photoelectron fluxes in the ionosphere. *J. Geophys. Res.*, **75**, 6260-6270, 1970.
- Opal, C. B., W. K. Peterson, and E. C. Beatty, Measurement of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases. *J. Chem. Phys.*, **55**, 4100-4106, 1971.
- Oran, E. S., and D. J. Strickland, Photoelectron flux in the earth's ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **26**, 1161-1177, 1978.
- Richard, P. G., and D. G. Torr, Ratio of photoelectron to EUV ionization rate for aeronomic studies, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4060-4066, 1988.
- Roble, R. G., E. C. Ridley, and R. E. Dickinson, On the global mean structure of the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **92**, 8745-8758, 1987.
- Rostoker, G., Geomagnetic indices, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 935-950, 1972.
- Shyn, T. W., R. S. Stolarski, and G. R. Carignan, Angular distribution of electrons elastically scattered from N₂, *Phys. Rev.*, **6**, 1002-1012, 1972.
- Schunk, R. W., and A. F. Nagy, Electron temperature in the F-region of the ionosphere: Theory and observation, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 355-399, 1978.
- Stamnes, K., Analytic approach to auroral electron transport and energy degradation, *Planet. Space Sci.*, **28**, 427-441, 1980.
- Stamnes, K., On the two-stream approach to electron transport and thermalization. *J. Geophys. Res.*, **86**, 2405-2410, 1981.
- Stamnes, K., and M. H. Rees, Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **88**, 6301-6309, 1983.

- Strickland, D. J., D. L. Book, T. P. Coffey, and J. A. Fedder, Transport equation technique for the deposition of auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2755-2764, 1976.
- Swartz, W. E., Optimization of electron energy degradation calculation, *J. Geophys. Res.*, **90**, 6587-6593, 1985.
- Taieb, C., and P. Poinard, Modelling of the mid-latitude ionosphere, *Ann. Geophysicae*, **2**, 197-206, 1984.
- Torr, M. R., and D. J. Torr, Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21, *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 771-774, 1979.
- Torr, M. R., and D. J. Torr, Ionization frequencies for solar cycle 21: Revised, *J. Geophys. Res.*, **90**, 6675-6678, 1985.
- Torr, D. J., M. R. Torr, H. C. Brinton, L. H. Brace, N. W. Spencer, A. E. Hedin, W. B. Hanson, J. H. Hoffman, A. O. Nier, J. C. G. Walker, and D. W. Ruch, An experimental and theoretical study of the mean diurnal variation of O^+NO^+ and N_2^+ ions in the mid latitude F1 layer of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**, 3360-3372, 1979.
- Tramjar, S., W. Williams, and A. Kupperman, Angular dependence of electron impact excitation cross section of O_2 , *J. Chem. Phys.*, **56**, 3759-3765, 1972.
- Watson, C. E., V. A. Jr. Dulock, R. S. Stolarski, and A. E. S. Green, Electron impact cross sections for atmospheric species. III, molecular oxygen, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3961-3966, 1967.

References

- Ashiara O. and K. Takayanagi, Velocity distribution of ionospheric low-energy electrons, Report of ionosphere and space Res. in Japan, **77**, 65-89, 1973.
- Banks, P.M., Charged particle temperatures and electron thermal conductivity in the upper atmosphere, *Ann. geophysicæ*, **22**, 577-587, 1966.
- Banks, P.M., Observation of Joule and particle heating in the auroral zone, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **39**, 179-182, 1977.
- Banks, P.M., and G. Kockarts, *Aeronomy*, part A and B, Academic Press, New-York, 1973.
- Banks, P.M., C.R. Chappell, and A.F. Nagy, A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere : Spectral degradation, backscatter, optical emission and ionisation, *J. Geophys. Res.*, **19**, 1459, 1974
- Berger M.J. and Seltzer S.M., Some new results on electron transport in the atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 591-617, 1974.
- Bauer P., Theory of waves incoherently scattered. *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A **280**, 167-191, 1975.
- Blaha, M., and J. Davis, Elastic scattering of electrons by oxygen and nitrogen at intermediate energies, *Phys. Rev.*, **12**, 2319-2324, 1975.
- Carlson, H.C., G.P. Mantas, An experimental test of the ionosphere electron gas cooling rate by excitation of the fine structure of the ground state of atomic oxygen, *J. Geophys. Res.*, **87**, 4515-4524, 1982.
- Cicerone, R.J., Photoelectron in the ionosphere: Radar measurements and theoretical computations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 259-271, 1974.
- Cicerone, R.J., and S.A. Bowhill, Photoelectron fluxes in the ionosphere computed by a monte-carlo method, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8299-8317, 1971.
- Cogger, L.L., J.C.G. Walker, J.W. Meriwether, and R.G. Burnside, F region airglow : Are ground-based observations consistent with recent satellites results?, *J. Geophys. Res.*, **85**, 3013-3020, 1980.
- Dalgarno, A., and T.C. Degges, Electron cooling in the upper atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **16**, 125-131, 1968.
- Dehmel, R.C., M.A. Fineman, and D.R. Miller, Angular scattering of low energy electrons by atomic and molecular oxygen, argon and helium, *Phys. Rev.*, **13**, 115-122, 1976.
- De La Beaujadière, O., R. Vondrak, R. Heelis, W. Hanson, and R. Hoffman, Auroral arc electrodynamic parameters measured by AE-C and the Chatanika radar, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4671-4685, 1981.
- De La Beaujadière, O., and R.A. Heelis, Velocity spike at the poleward edge of the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, **89**, 1627-1634, 1984.
- EISCAT Incoherent Scatter Facility, Catalogue of observations, EISCAT technical note 88/••, EISCAT scientific association, S-981 27 Kiruna, Sweden, 1988.
- Folkestadt, K, T. Hagfors, and S. Westerlund, EISCAT: an updated description of technical characteristics and operational capabilities, *Radio Sci.*, **18**, 867-879, 1983.

Fuller-Rowell, T.J., and D.S. Evans, Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data, *J. Geophys. Res.*, **92**, 7606-7618, 1987.

Giraud, A. and M. Petit, Physique de l'ionosphère, PUF, Paris, 1975.

Green, A.E.S., and R.S. Stolarski, Analytic models of electron impact excitation cross section, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **34**, 1703-1717, 1972.

Green A.E.S., and T. Sawada. Ionisation cross section and secondary electron distribution. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **34**, 1719-1728, 1972

Gordiets, B.F., Yu.N. Kulikov, M.N. Markov, and M.Ya Marov, Numerical modeling of the thermospheric heat budget, *J. Geophys. Res.*, **87**, 4504-4514, 1982.

Gulcicek E.E., and J.P. Doering, Absolute differential and integral electron excitation cross section of the atomic oxygen 3P and 5P states at 30 eV, *J. Geophys. Res.*, **92**, A4, 3445-3448, 1987.

Hardy, D.A., M.S. Gussenhoven and A. Hubert, The precipitating electron detector (SSJ/3) for the block 5D/Flight 2-5 DMSP Satellites: Calibration and data presentation, AFGL-TR-79-0210, Air Force Geophysics Lab., Hanscom AFB, MA 01731, USA.

Hardy D.A., M.S. Gussenhoven, and E. Holeman, A statistical model of auroral electron precipitation., *J. Geophys. Res.*, **90**, A5, 4229-4248, 1985.

Hargreaves J.K., The upper atmosphere and solar-terrestrial relations, Van Nostrand Reinhold Co. Ltd, New-York, 1979.

Hedin, A.E., J.E. Salah, J.V. Evans, C.A. Reber, G.P. Newton, N.W. Spencer, D.C. Kayser, D. Alcaydé, P. Bauer, L. Cogger, and J.P. McClure, A global thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2139-2156, 1977.

Hedin A.E., A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS 83, *J. Geophys. Res.*, **86**, 10170-10188, 1983

Heroux L., and H.E. Hinteregger, Aeronomical references spectrum for solar UV below 2000 Å., *J. Geophys. Res.*, **83**, 5305, 1978.

Hill, V.J., D.S. Evans, and H.H. Sauer, TIROS/NOAA satellite space environment monitor archive tape documentation, NOAA tech. memo., ERL SEL-71, 1985.

Hinteregger, H.E., Representation of solar EUV fluxes for aeronomical applications, *Adv. Space Res.*, **1**, 39-52, 1981.

Hinteregger, H.E., and F. Katsura, Observational, reference and model data on solar EUV, from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1147-1150, 1981.

Hinteregger, H.E., D.E. Bedo, and J.E. Manson, The EUV spectrophotometer on Atmosphere Explorer, *Radio Sci.*, **8**, 349-354, 1973.

Hoegy, W.R., Ambient electron cooling rate, paper presented at the IAGA/IAMAP Symposium, AGU, Seattle, Aug 1977.

Hubert, D. and C. Lathuillère, Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere in presence of high electric fields and measurement problem with the EISCAT facility, *J. Geophys. Res.*, In press, 1989

Hultqvist, B., The VIKING project, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 379-382, 1987.

- Jacchia, L.G., New static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, *Smithonian Astrophys. Obs. Spec. Report* 313, 1, 1970.
- Jacob J.H., Multiple electron scattering through a slab, *Phys. Rev. A*, **8**, 226, 1973.
- Jasperse, J.R., Electron distribution function and ion concentrations in the Earth's lower ionosphere from Boltzman-Fokker-Plank theory, *Planet. Space Sci.*, **1**, 1-13, 1977.
- Jasperse, J.R., and D.J. Strickland, Approximate analytic solutions for the primary auroral electron flux and related quantities, Environmental research paper, Air force geophysics lab., Space Physics division, Massachusetts 01731, 1981.
- Jouffrey B., Sur quelques aspects des collisions electrons-atomes: Cas elastique et inelastique. Cours de l'école de microscopie electronique en sciences des materiaux, *Bombannes ed.*, chap 8, 85-184, 1981.
- Kirby, K., E.R. Constantinides, S. Babeu, M. Oppenheimer, and G.A. Victor, Photoionization and photoabsorption cross sections of He, O, and O₂ for aeronomic calculations, *At. data and Nucl. Data Tables*, **23**, 63-81, 1979.
- Kofman, W., and G. Lejeune, Determination of low energy photoelectron distributions from plasma line measurements at Saint Santin, *Planet. Space Sci.*, **28**, 661-673, 1980.
- Kofman, W., V.B. Wickward. Electron energy budget in the very high latitude F region, (personnal communication), 1986.
- Krinberg, I.A., Description of the photoelectron interaction with ambient electrons in the ionosphere, *Planet. Space Sci.*, **21**, 523-531, 1973.
- Lathuillere C., Ion composition response to auroral energy inputs in the lower F-region, *Ann. geophysicæ*, **5A**, 449-454, 1987.
- Lathuillere, C., G. Lejeune and W. Kofman, Direct measurements of ion composition with EISCAT in the high-latitude F₁ region, *Radio Sci.*, **18**, 887-893, 1983.
- Lathuillere, C., and A. Brekke, Ion compositions in the auroral ionosphere as observed by EISCAT, *Ann. geophysicæ*, **3**, 557-568, 1985.
- Lathuillere, C. and D. Hubert, Ion composition and ion temperature anisotropy in periods of high electric fields from incoherent scatter observation, *Ann. geophysicæ*, **7**, 1989.
- Le Dourneuf, M., and Nesbet R.K., Electron impact excitation of fine structure levels of atomic oxygen, *J. Phys.*, **B9**, L241-L243, 1976.
- Lejeune G., Photoelectrons et bilan energetique des electrons dans l'ionosphere diurne, These de doctorat d'état es sciences physiques, Univ. Paris 6, 1973
- Lejeune G., and W. Kofman, Photoelectron distribution determination from plasma line intensity measurements obtained at Nançay (France), *Planet. Space Sci.*, **25**, 123-133, 1977.
- Lejeune G., and F. Wormser, Diffusion of photoelectrons along a field line inside the plasmasphere, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2900-2916, 1976.
- Lilensten, J., Effet des précipitations sur l'atmosphère aurorale: Résolution de l'équation de transport. Actes du séminaire Gréco Plasmae, oct 87, S. Perrault ed., CRPE/CNET, Paris
- Lilensten, J., W. Kofman, J. Wisenberg, E.S. Oran, and C.R. DeVore, Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons: A numerical model, *Ann. geophysicæ*, **7**, 83-90, 1989.

Lilensten, J., D. Fontaine, W. Kofman, L. Eliasson, and C. Lathuillere, Electron energy budget in the high latitude ionosphere during VIKING/EISCAT conjugated events, submitted to JGR, Mars 1989.

Lummerzheim, D., Electron transport and optical emissions in the aurora, thesis, Geophysical Lab., Univ. of Alaska, 1987

Lundin, R., L. Eliasson, B. Hultqvist and K. Stasiewicz, Plasma energization on auroral field lines as observed by the VIKING spacecraft, *Geophys. Res. Lett.*, **14**, 443-446, 1987.

Mantas, G.P., Electron collision processes in the ionosphere .Aeronomy report n° 54, Aeronomy Laboratory, Dept. of electrical engineering, Univ. of Illinois, Urbana, Ill ,1973.

Mantas, G.P., Theory of photoelectron thermalization and transport in the ionosphere, *Planet Space Sci.*, **23**,337-354,1975.

Meng, C.I. and H. Kroehl, Intense uniform precipitation of low-energy electrons over the polar cup, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2305-2312, 1977.

Moffet, R.J., Rate of electron cooling in the upper atmosphere, *Planet Space Sci.*, **36**, 65-72, 1988.

Mott, N.F., and H.S. Massey, The theory of atomic collisions, Oxford Univ. Press, New-York, 1965.

Nagy, A.F, Theory of photoelectron production, transport and energy loss, *Ann. Geophysicae*, **30**,43-48,1974.

Nagy, A.F., and P.M. Banks, Photoelectron fluxes in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **75**, 6260-6270, 1970.

NCAR Incoherent-scatter radar data base catalogue, NCAR, Boulder, Co 80307, USA, 1988.

Ohshio M., R. Maeda, and H. Sakagami, Height distribution of local photoionization efficiency, *J. of the Radio Res. Lab.*, **13**,245-277,1966.

Opal, C.B., W.K.Peterson, and E.C. Beaty, Measurement of secondary-electron spectra produced by electron impact ionisation of a number of simple gases, *J. of Chem. Physics*, **55**,4100-4106, 1971.

Opal, C.B., E.C. Beaty, and W.K. Peterson, Tables of secondary-electron production cross section, *Atomic Data*, **4**,209-253,1972.

Oran, E.S., and D.J. Strickland, Photoelectron flux in the earth's ionosphere, *Planet Space Sci.*, **26**,1161-1177, 1978.

Oran, E.S., V.B.Wickward, W. Kofman, and A. Newman, Auroral plasma lines: A first comparison of theory and experiment, *J. Geophys. Res.*, **86**,199-205,1981.

Ottley J.A. and R.W. Schunk, Density and temperature structure of helium ions in the topside polar ionosphere for subsonic outflow, *J. Geophys. Res.*, **85**, 4177-4190,1980.

Petriceks, J. and M.A. McCready, Chatanika Incoherent Scatter facility, Catalogue of observations, SRI International, Ca 94025, USA, 1982.

Pulliam D.M., H.R. Anderson, K. Stamnes, and M.H. Rees, Auroral electron acceleration and atmospheric interactions:(1)Rocket-borne observations and (2) scattering calculations, *J. Geophys. Res.*, **86**,2397-2404,1981.

- Rees, M.H., Auroral ionization and excitation by energetic electrons, *Planet Space Sci.*, **11**, 1209-1218, 1963.
- Rees, M.H., Auroral excitation and energy dissipation, R.L. Carovillano and J.M. Forbes eds., *Solar-terrestrial Physics*, 753-780, D. Reidel publishing comp., 1983.
- Rees, M.H., A.I. Stewart, J.C.G. Walker, Secondary electron in aurora, *Planet Space Sci.*, **17**, 1997-2008, 1969.
- Rees M.H., B.A. Emery, G. Roble, and K. Stamnes, Neutral and ion gas heating by auroral electron precipitation, *J. Geophys. Res.*, **88**, 6289-6300, 1983.
- Rees, M.H., and V.J. Abreu, Auroral photometry from the Atmosphere Explorer satellite, *J. Geophys. Res.*, **89**, 317-326, 1984.
- Rees, M.H., D. Lummerzheim, R.G. Roble, J.D. Winningham, J.D. Craven, and L.A. Frank, Auroral energy deposition rate, characteristic electron energy, and ionospheric parameters derived from Dynamics Explorer 1 images, *J. Geophys. Res.*, **93**, 12841-12860, 1988.
- Rich, F., M. Smiddy, R.C. Sagalyn, Burke W.J., P. Anderson, S. Bredesen, and W.P. Sullivan, In-flight characteristic of the topside ionospheric monitor (SSIE) on the DMSP satellite flight 2 and flight 4, Air Force Geophysics Laboratory, TR-80-0152, Environmental Research Paper n° 700, 1980.
- Richard, P.G., D.G. Torr, and Abdou W.A., Effect of vibrational enhancement of N₂ on the cooling rate of ionospheric thermal electrons, *J. Geophys. Res.*, **91**, 304-310, 1986.
- Richard, P.G., and D.G. Torr, Ratio of photoelectron to EUV ionization rate for aeronomic studies, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4060-4066, 1988.
- Roble, R.G., E.C. Ridley, and R.E. Dickinson, On the global mean structure of the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, **92**, 8745-8758, 1987.
- Rosenberg T.J., and Lanzerotti L.J., Direct energy input to the middle atmosphere, Report of the workshop on the role of the electrodynamics of the middle atmosphere on Solar Terrestrial coupling, Maynard N.C. ed., NASA, USA.
- Rostoker, G., Geomagnetic indices, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **10**, 935-950, 1972.
- Sandahl, I., R. Lundin and S. Olsen, The VIKING V3-K particle experiment, KGI preprint 077, Kiruna Geophysical Institute, 1985.
- Schunk, R.W., The terrestrial ionosphere, R.L. Carovillano and J.M. Forbes eds, *Solar-terrestrial physics*, 609-676, 1983 by D. Reidel Publishing Comp.
- Schunk, R.W., and P.B. Hays, Photoelectron energy losses to thermal electrons, *Planet Space Sci.*, **19**, 113-117, 1971.
- Schunk, R.W., and A.F. Nagy, Electron temperature in the F region of the ionosphere: Theory and observation, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, **16**, 355-399, 1978.
- Schunk, R.W., and D.S. Watkins, Electron temperature anisotropy in the polar wind, *J. Geophys. Res.*, **86**, 91-102, 1981.
- Schunk, R.W., J.J. Sojka, and M.D. Bowline, Theoretical study of the electron temperature in the high latitude ionosphere for solar maximum and winter conditions, *J. Geophys. Res.*, **91**, 12041-12054, 1986.
- Schunk, R.W., J.J. Sojka, and M.D. Bowline, Theoretical study of the effect of ionospheric return currents on the electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **92**, 6013-6022, 1987.

- Senior, C., Les conductivités ionosphériques et leur rôle dans la convection magnétosphérique : Une étude expérimentale et théorique, Thèse de troisième cycle, Université P. et M. Curie Paris 6, 1980.
- Senior, C., J.R. Sharber, O. De La Beaujardiere, R.A. Heelis, D.S. Evans, J.D. Winningham, M. Sugiura, and W.R. Hoegy, E and F region study of the evening sector Auroral Oval : A Chatanika / Dynamics Explorer / NOAA 6 comparison, *J. Geophys. Res.*, **92**, 2477-2494, 1987.
- Shyn, T.W., R.S. Stolarski, G.R. Carignan, Angular distribution of electrons elastically scattered from N₂, *Phys. Rev.*, **6**, 1002-1012, 1972.
- Solomon, S.C., Tomographic inversion of auroral emissions, technical report DRDA Poject 020927, NASA, Washinton D.C., 1987.
- Solomon, S.C., P.B. Hays, and V.J. Habreu, The auroral 63000Å emission: Observation and modelling, *J. Geophys. Res.*, **93**, 9867-9882, 1988.
- Stamnes, K., A theoretical investigation of the interaction of auroral electrons with the atmosphere, Thesis, Univ of Oslo, 1978.
- Stamnes, K., Analytic approach to auroral electron transport and energy degradation, *Planet Space Sci.*, **28**, 427-441, 1980.
- Stamnes, K., On the two-stream approach to electron transport and thermalization, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2405-2410, 1981.
- Stamnes K., and M.H. Rees, Heating of thermal ionospheric electron by suprathermal electrons. *Geoph. research letters*, **10**, 309, 1983.
- Stamnes, K., and M.H. Rees, Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **88**, 6301-6309, 1983.
- Stamnes, K., S. Perrault, J.M. Bosqued, M.H. Rees, and R.G. Roble, Ionospheric response to daytime auroral electron precipitation: Results and analysis of a coordinated experiment between the Aureol-3 satellite and the EISCAT-radar, *Ann. geophysicæ*, **4**, 235-240, 1986.
- Strickland, D.J., D.L. Book, T.P. Coffey, and J.A. Fedder, Transport equation technique for the deposition of auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, **81**, 2755-2764, 1976
- Swartz, W.E., Analytic partial derivatives for least squares fitting incoherent scatter data, *Radio Sci.*, **13**, 581-589, 1978.
- Swartz, W.E., Optimization of electron energy degradation calculation, *J. Geophys. Res.*, **90**, 6587-6593, 1985.
- Swartz, W.E., J.S. Nisbet, and A.E.S. Green, Analytic expression for the energy transfer rate from photoelectrons to thermal electrons, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8425-8426, 1971.
- Swartz, W.E., and J.S. Nisbet, Revised calculations of the F region ambient electron heating by photoelectrons, *J. Geophys. Res.*, **77**, 6259-6277, 1972.
- Taïeb, C., and P. Poinard, Modelling of the mid-latitude ionosphere, *Ann. Geophysicae*, **2**, 197-206, 1984.
- Takayanagi K., and Y. Itikawa, Elementary processes involving electrons in the ionosphere, *Space Sci. Rev.*, **11**, 380-450, 1970.
- Torr, M.R., and D.J. Torr, Ionization frequencies for major thermospheric constituents as a function of solar cycle 21, *Geoph. Res. Lett.*, **6**, 771-774, 1979.

Torr, M.R., and D.J. Torr, Ionization frequencies for solar cycle 21: Revised, *J. Geophys. Res.* **90**,6675-6678, 1985

Torr M.R., and D.J. Torr, Chemistry of the thermosphere and ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**,797-839, 1978.

Torr M.R., and D.J. Torr, The role of metastable species in the thermosphere, *Rev. Geoph. and Space Phys.*, **20**,91-144, 1982

Torr, D.J., M.R. Torr, H.C. Brinton, L.H. Brace, N.W. Spencer, A.E. Hedin, W.B. Hanson, J.H. Hoffman, A.O. Nier, J.C.G. Walker, and D.W. Ruch, An experimental and theoretical study of the mean diurnal variation of O⁺,NO⁺, and N²⁺ ions in the mid latitude F1 layer of the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **84**,3360-3372, 1979.

Torr M.R., D.J. Torr, and H.E. Hinteregger, Solar flux variability in the Shumann-Runge continuum as a function of solar cycle 21, *J. Geophys. Res.* **85**, 6063-6068, 1980.

Tramjar, S., W. Williams, and A. Kupperman, Angular dependence of electron impact excitation cross section of O₂, *J. Chem. Phys.*, **56**, 3759-3765, 1972.

Victor G.A., K. Kirby-Docken, and A. Dalgarno, Calculation of the equilibrium photoelectron flux in the thermosphere, *Planet Space Sci.*, **24**, 679-681, 1976.

Vlassov M.N., Secondary electron fluxes by precipitating electrons and the excitation of the atmospheric constituents in the daytime at midlatitude, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **36**, 1733-1738, 1974.

Vondrak R.R., and M.J. Baron, A method of obtaining the energy distribution of auroral electrons from incoherent scatter radar measurement, in *Radar Probing of the Auroral Plasma*, edited by A. Brekke, p 315, Universitetsforlaget, Tromsø, Norway, 1975

Vondrak,R., and R. Robinson, Inference of High-latitude ionization and conductivity from AE-C measurements of auroral electron fluxes, *J. Geophys. Res.*, **90**, 7505-7512, 1985.

Walt, M., W.M. Macdonald, and W.E. Francis, Penetration of auroral electrons into the atmosphere, *Physics of the magnetosphere*, Editor R.L. Carovillano, D. Reidel, Dordrecht, Netherland, 1969.

Watson, C.E., V.A. Jr. Dulock, R.S. Stolarski, and A.E.S. Green, Electron impact cross sections for atmospheric species III, molecular oxygen, *J. Geophys. Res.*, **72**, 3961-3966, 1967.

Wisemberg J., W. Kofman, Transport des électrons dans l'atmosphère Adaptation du programme de NRL. Rapport interne Cephag n°26/87,Grenoble,France.,1987.

Wisemberg J., W. Kofman, R. DeVore, J. Liliensten, Transport et dégradation d'énergie des électrons non thermiques en zone polaire, *Aeronomica Acta*, B51, Institut d'Aeronomie Spatiale, 1989, Bruxelles, Belgique.

Wrenn, G.L., Satellite measurements of photoelectron fluxes, *Ann. Geophysicae*, **30**,49-57,1977.

Young T.R.Jr., CHEMEQ, a subroutine for solving Stiff ordinary differential equations, NRL, Lab. for Computational Physics, Wash. D.C., USA, 1980.



RESOLUTION DE L'EQUATION DE TRANSPORT ET APPLICATIONS DANS LE PLASMA IONOSPHERIQUE.

Résumé

On trouve dans l'ionosphère des hautes latitudes deux sources majeures d'ionisation : les électrons créés par photo-ionisation solaire, et les électrons précipités. L'établissement de l'équation de transport, qui décrit leur évolution est rappelé, puis nous en discutons et testons un modèle de résolution.

Utilisant ce programme, nous calculons la production secondaire diurne d'électrons pour divers flux solaires, et nous en proposons un modèle mathématique plus simple.

Puis nous étudions le bilan énergétique des électrons thermiques, à partir de précipitations d'électrons. L'équation du bilan détermine la balance entre les termes de chauffage, de relaxation, et de conduction de la chaleur. Nous montrons, en utilisant des mesures de façon intensive (radar EISCAT, satellite VIKING), que dans l'état actuel des connaissances des sections efficaces, ce bilan est vérifié. L'effet des précipitations d'ions est mis en évidence lors d'une des orbites du satellite.

MOTS-CLES significatifs du contenu:

Ionosphère, électrons, transport, production primaire, production secondaire, ionisation, bilan d'énergie, chauffage, relaxation, refroidissement, conduction de chaleur, sections efficaces.

RESOLUTION OF THE TRANSPORT EQUATION AND APPLICATIONS IN THE IONOSPHERIC PLASMA

Abstract

Two major sources of ionization occur in the high latitude ionosphere : the electrons created by solar photo-ionization, and the precipitated electrons. The transport equation describing their evolution is described, and a model of resolution of this equation is discussed and tested.

Using this program, we compute the diurnal secondary electron production for different solar fluxes, and we propose a simple mathematical model of it.

Then, we study the thermal electron energy budget, using a precipitated flux. The budget equation determines the balance between the heating rate, the cooling rate, and the heat conduction. Using intensively the measurements (radar EISCAT and satellite VIKING), we show that in our actual knowledge of the electron cross-sections, this budget is correctly satisfied. The effect of ion precipitations is shown during one of the spacecraft orbit.

KEY-WORDS :

Ionosphere, electrons, transport, primary production, secondary production, ionization, energy budget, heating rate, cooling rate, heat conduction, cross sections.