



HAL
open science

Transport des protons dans l'ionosphère aurorale

Marina Galand

► **To cite this version:**

Marina Galand. Transport des protons dans l'ionosphère aurorale. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1996. Français. NNT: . tel-00724355

HAL Id: tel-00724355

<https://theses.hal.science/tel-00724355>

Submitted on 20 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

Marina GALAND

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1

(arrêté ministériel du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

Spécialité : Astrophysique et milieux dilués

TRANSPORT DES PROTONS DANS L'IONOSPHERE AURORALE

Date de soutenance : 7 novembre 1996

Jury

Monsieur G. PELLETIER	Professeur - LAOG - Grenoble	Président
Monsieur M. BLANC	Astronome - OMP - Toulouse	Rapporteur
Monsieur A. RICHMOND	Senior scientist - HAO - Boulder (USA)	Rapporteur
Monsieur W. KOFMAN	Directeur de recherche - CEPHAG - Grenoble	Directeur de thèse
Monsieur J. LILENSTEN	Chargé de recherche - CEPHAG - Grenoble	Directeur de thèse
Monsieur P.-L. BLELLY	Chargé de recherche - CESR - Toulouse	Examineur
Madame R. PRANGE	Directeur de recherche - IAS - Orsay	Invitée

Thèse préparée au sein du laboratoire CEPHAG
(Centre d'Etudes des PHénomènes Aléatoires et Géophysiques)

A Yves et Carmen,

A Anne-Marie et Gérard

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au *Centre d'Etudes des PHénomènes Aléatoires et Géophysiques*, au sein de l'équipe Environnement Planétaire, composante de l'Observatoire de Grenoble, et sous la responsabilité de Messieurs J. LILENSTEN et W. KOFMAN.

Je voudrais exprimer mes sincères remerciements à Monsieur G. PELLETIER qui m'a permis de suivre ses cours de physique des plasmas à Lyon et qui me fait l'honneur de présider le jury de cette thèse.

J'aimerais exprimer ma profonde gratitude à Monsieur M. BLANC qui a eu la gentillesse, malgré ses très nombreuses charges, d'avoir accepté de juger ce travail. J'ai été très touchée du vif intérêt qu'il a manifesté. Au cours des différentes rencontres que nous avons eues, son esprit à la fois synthétique et clairvoyant m'a permis de prendre un certain recul vis-à-vis de mon travail. J'aimerais aujourd'hui vivement l'en remercier.

J'aimerais également témoigner toute ma plus sincère reconnaissance à Monsieur A. RICHMOND pour l'examen minutieux qu'il a fait de mon manuscrit, pour les remarques judicieuses qu'il m'a proposées et pour la joie qu'il me procure en m'honorant de sa présence à l'occasion de ma soutenance et en me permettant de poursuivre cette belle aventure au sein de son groupe.

Je tiens à adresser ma très sincère gratitude et mes plus vifs remerciements à Monsieur W. KOFMAN pour m'avoir fait bénéficier de son grand sens critique, pour m'avoir imposé une certaine rigueur intellectuelle et pour avoir su toujours répondre présent aux moments critiques de ma thèse.

Je voudrais également remercier sincèrement Monsieur J. LILENSTEN, à l'origine de cette thèse, pour sa bienveillance, son enthousiasme communicatif, pour les discussions enrichissantes que nous avons eues et pour l'indépendance qu'il a su très tôt m'offrir. J'aimerais aussi lui exprimer ma gratitude pour son ouverture sur différents sujets de recherche auxquels j'ai pu, avec grand plaisir, participer.

Ma gratitude va aussi à Monsieur P.-L. BLELLY qui a fait preuve, à mon égard, d'une grande générosité scientifique et qui m'a fait bénéficier, toujours avec beaucoup de gentillesse, de ses précieux conseils et de son expérience, en particulier lors d'une campagne en Norvège sur le site des radars EISCAT, durant laquelle j'ai pu partager mon bonheur d'assister, pour la

première fois, au spectacle impressionnant et enthousiasmant d'une aurore boréale. J'en profite aussi pour exprimer ma profonde sympathie à tout le groupe français EISCAT qui m'a toujours témoigné de l'amitié.

Je tiens à remercier Madame R. PRANGE qui a accepté l'invitation à ma soutenance, qui m'a ouvert une porte sur la passionnante étude des atmosphères planétaires, en particulier jovienne, et qui m'a fait partager son insatiable soif de comprendre dans ce domaine de recherche. J'aimerais ici également avoir une pensée amicale pour mes deux compagnons de planéto, Daniel REGO et Sylvestre MAURICE sans lequel je n'aurais pas eu l'immense joie de pouvoir découvrir l'Observatoire du Pic du Midi.

De nombreuses personnes ont participé, par l'intermédiaire de constructives discussions ou par la généreuse transmission de données, à ce travail. J'aimerais citer et, par là même, remercier sincèrement : aux Etats-Unis, Dirk LUMMERZHEIM et Bamandas BASU, en Norvège, Finn SÖRAAS et Fred SIGERNES, en Suède, Lars ELIASSON, en Angleterre, Fred REES et Betty LANCHESTER, et en Russie, Boris KOZELOV. Je tiens aussi à exprimer mes profonds remerciements à Sheila KIRKWOOD et Hans NILSSON, pour m'avoir fait prendre part à leur recherche concernant l'étude des raies de plasma.

Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse et irremplaçable de Roger Blaise SIDJE qui m'a fourni, avec une grande générosité, son code de calcul de l'exponentielle d'une matrice creuse de grande taille. Je lui témoigne ma plus sincère reconnaissance. J'aimerais aussi remercier cordialement Monsieur R. GRAS, en particulier pour les recherches entreprises en quête de bibliothèques scientifiques et pour l'opportunité qu'il m'a offerte en me permettant d'envoyer une bouteille à la mer dans l'océan du Web *via* les groupes de discussion. Grâce à cela, j'ai eu connaissance du travail de Roger Blaise SIDJE et j'aimerais remercier ici vivement tous les auteurs des messages si nombreux que j'ai reçus en réponse à ma requête. Pour conclure sur la partie informatique, je tiens à préciser que j'ai grandement fait appel au Centre de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble pour faire tourner mon code de transport si gourmand parfois en espace mémoire et en temps calcul.

Ces remerciements ne seraient pas complets si je ne citais pas Monsieur D. CARPENTER qui m'a initié le premier à la recherche lors d'un stage de trois mois dans son laboratoire à Stanford et qui m'a fait bénéficier de son inestimable compétence, en particulier pour l'analyse et l'interprétation de données, avec toujours une extrême gentillesse et beaucoup de simplicité. A ce titre, je lui exprime ma profonde gratitude et qu'il sache que ses qualités tant scientifiques qu'humaines constitueront toujours pour moi un exemple stimulant.

Je tiens à remercier très chaleureusement Chantal LATHUILLERE pour m'avoir si gentiment hébergée dans son bureau et avec laquelle j'ai partagé ma vie au quotidien, au cours en particulier de distrayants et amicaux tête-à-tête ! Je n'oublierai pas non plus les week-ends toniques au grand air, à ski ou à vélo, au sein de son cocon familial.

Je voudrais ensuite remercier Béatrice PIBARET pour sa disponibilité permanente et son humanité naturelle, ainsi que Daniel BARIBAUD pour toutes ses causeries littéraires, scientifiques ou musicales. Je tiens aussi à remercier Monsieur J.-L. LACOUME qui m'a ouvert sa porte à laquelle j'avais initialement frappé. Il serait trop long de citer tous les membres du CEPHAG qui m'ont témoigné leur sympathie pendant ces trois années, mais qu'ils trouvent ici l'expression de ma chaleureuse estime.

J'aimerais également remercier très vivement ceux qui m'ont encouragée tout au long de ma thèse, qui m'ont témoigné leur sincère amitié ou offert une grande bouffée d'oxygène dans les moments où j'en avais grand besoin : Véronique et Jean-Michel, Martine et Jean-Marc, Christine et Patricia, Pascal, Nathalie et Marianne, Catherine et Gérard, Nathalie et Bruno, Germaine et Gontran, Annette et Thérèse, ainsi que la joyeuse troupe de Strasbourg et les amis du Thélis...

Un merci profond et sincère à mes chers grands-parents maternels, privés de l'essentiel dans leur jeunesse mais qui ont toujours su relever les défis de la vie, nous transmettre leur appétit de la connaissance, et qui aujourd'hui rayonnent dans mon coeur et vivent sur mes lèvres. Un très chaleureux et tendre merci aussi à mes parents et à Yvonne. Tous ensemble, ils m'ont appris à naviguer sur l'océan de la vie, à affronter les moments difficiles sans jamais cesser d'espérer. Grâce à eux, j'ai pu gagner le large et le voilier de mon existence fend les flots avec enthousiasme, essayant de garder le cap vers cette terre nommée Bonheur et dont les lueurs des phares nous parviennent quotidiennement. A nous d'ouvrir grands les yeux et le coeur pour les observer !

Enfin, j'aimerais terminer ces remerciements en ayant une pensée pleine de tendresse et d'amour pour Linda, pour Ouistie et pour Sarah, avec lesquelles j'ai parcouru un bout de chemin de vie à jamais ancré dans mon coeur.

Aisa Amittu (Akulivik) - Homme accroupi sous une aurore boréale (1991)
Stéatite grise - 21,5 x 25 x 11 cm.



L'artiste : Aisa AMITTU

C'est un homme âgé de 41 ans habitant Akulivik mais ayant aussi vécu à Povungnituk où il a été imprégné par le style descriptif de cette communauté. Il a commencé à sculpter quand il avait 14 ans et surtout en étant l'élève du très fameux sculpteur Davidialuk son père. Il est donc plus précisément orienté sur les thèmes mythologiques, les légendes et les scènes de chasse. Son travail est marqué par une technique raffinée, un sens du dessin et de l'équilibre des volumes.

Décembre 92

L'oeuvre : 2c4P

Est une extraordinaire représentation d'une scène mythologique où l'on voit un Inuit dormant surmonté d'une aurore boréale. Les aurores boréales, êtres animés et puissants, sont crédités de la possibilité d'arracher les têtes des Inuit. L'iconographie de ce type de scène est assez abondante avec parfois, dans l'un des noeuds de l'aurore boréale, figuration de la tête en question, alors que le corps gît par terre. Nous sommes ici dans une image qui précède cette décapitation

L'artiste : Aisa AMITTU



oeuvre : Homme dans l'iglou et aurore boréale - 1993 - N. Ref : 4c40.



oeuvre : Homme décapité par aurore boréale + iglou et enfant effrayé - 1988 - N. Ref : 4c4R.

TABLE DES MATIERES

GLOSSAIRE.....	1
INTRODUCTION.....	25
Chapitre I : FLUX PRECIPITES DE PROTONS : ETUDES ANTERIEURES...	31
I. 1 - Emissions $H\alpha$ et $H\beta$.....	31
I. 1 - a) Détection.....	31
I. 1 - b) Description des profils Doppler	32
I. 1 - c) Origine des décalages Doppler vers le rouge.....	35
I. 2 - Observations des flux précipités de protons	38
I. 3 - Premières études détaillées.....	39
I. 3 - a) Elargissement du faisceau de protons.....	40
I. 3 - b) Grandeurs caractéristiques d'une aurore	42
I. 4 - Résolution des équations de transport.....	47
I. 4 - a) Solutions analytiques	51
I. 4 - b) Solutions numériques.....	54
Chapitre II : EQUATION DE TRANSPORT.....	59
II. 1 - Origine de l'équation de transport.....	59
II. 2 - De l'équation de transport en f à celle en I.....	67
II. 3 - Sources indirectes.....	76
II. 4 - Miroir magnétique.....	81
Chapitre III : RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT POUR UN FLUX INCIDENT DE PROTONS.....	87
III. 1 - Pertes d'énergie	89
III. 2 - Résolution analytique.....	97
III. 2 - a) Introduction de forces dissipatives	97
III. 2 - a - α) <i>Collision sans redistribution angulaire</i>	100
III. 2 - a - β) <i>Collision avec redistribution angulaire</i>	101
III. 2 - b) Vers les équations classiques de transport	107

III. 3 - Traitement numérique	110
III. 3 - a) Discrétisation en énergie et en angle	111
III. 3 - b) Discrétisation en s	113
III. 3 - c) Calcul de l'exponentielle d'une matrice creuse de grande taille.....	116
III. 3 - c - α) <i>Résolution sans redistribution angulaire</i>	116
III. 3 - c - β) <i>Résolution avec redistribution angulaire</i>	119
Chapitre IV : MODELE SIMPLIFIE DE TRANSPORT DES PROTONS	121
IV. 1 - Paramètres physiques d'entrée	121
IV. 1 - a) Densités des neutres	121
IV. 1 - b) Fonctions de perte	123
IV. 1 - b - α) <i>Fonctions de perte partielles</i>	123
IV. 1 - b - β) <i>Fonctions de perte totales</i>	125
IV. 1 - b - γ) <i>Fonctions de perte à l'équilibre</i>	129
IV. 1 - c) Flux incident de protons	132
IV. 2 - Paramètres internes	133
IV. 2 - a) Grille d'altitude.....	133
IV. 2 - b) Grille d'énergie	134
IV. 2 - c) Grille d'angle.....	136
IV. 3 - Validation	137
IV. 3 - a) Conservation de l'énergie.....	137
IV. 3 - b) Comparaison avec d'autres modèles	140
IV. 3 - b - α) <i>Flux de particules</i>	141
IV. 3 - b - β) <i>Taux d'ionisation volumique</i>	141
Chapitre V : REFLEXION PAR MIROIR MAGNETIQUE	145
V. 1 - Modèle de champ magnétique	145
V. 2 - Etude sans collision	147
V. 2 - a) Résolution	147
V. 2 - b) Résultats	149
V. 2 - c) Validation	153
V. 3 - Etude avec collision	157
V. 3 - a) Flux de particules intégrés en angle.....	157
V. 3 - b) Flux de particules en fonction de l'angle d'attaque	161
V. 3 - c) Avec ou sans miroir	164

V. 3 - d) Profil Doppler zénithal H α	165
V. 3 - d - α) <i>Théorie</i>	165
V. 3 - d - β) <i>Résultats</i>	170
Chapitre VI : OBSERVATIONS	177
VI. 1 - Fusée Proton I.....	177
VI. 1 - a) Présentation.....	177
VI. 1 - b) Calcul du profil du taux d'émission volumique H β	178
VI. 1 - c) Résultats expérimentaux et théoriques.....	181
VI. 1 - c - α) Flux de protons de haute énergie.....	181
VI. 1 - c - β) Emission H β	188
VI. 2 - Radar EISCAT / Satellite VIKING.....	192
VI. 3 - Transport couplé à ESR.....	195
VI. 3 - a) Théorie.....	195
VI. 3 - b) Résultats et discussion.....	199
CONCLUSION.....	205
BIBLIOGRAPHIE	213
ANNEXES	221
Annexe 1 - Strongly Enhanced Incoherent-Scatter Plasma Lines in Aurora ...	221
Annexe 2 - Enhanced Incoherent Scatter Plasma Lines.....	235
Annexe 3 - Détermination du profil de la température de plasma sur Jupiter..	263
Annexe 4 - The Ionosphere of Titan: Ideal diurnal and nocturnal cases.....	271

GLOSSAIRE

NOTE PRELIMINAIRE

Suite à l'utilisation de plus en plus marquée d'abréviations, il est apparu préférable d'ajouter un glossaire des sigles employés. De plus, les termes spécifiques couramment utilisés et la terminologie propre à cette étude y sont aussi définis en vue de faciliter la lecture du texte. Les notations principales et les réactions considérées dans ce travail sont regroupées à la suite de ce glossaire. Dans tout cet avant-propos, les mots mis en italique sont définis dans le glossaire.

GLOSSAIRE

ABREVIATIONS et TERMES SPECIFIQUES

Ap : amplitude planétaire. Il s'agit d'un indice magnétique planétaire : il est moyenné sur une journée, et varie entre 0 et 400. Il est de l'ordre 10 à 30 pour une activité moyenne. Il est obtenu à partir de l'indice *Kp*. Il est publié chaque mois dans le JGR (*Journal of Geophysical Research*).

AURORE : manifestation visible des précipitations de particules énergétiques dans l'atmosphère des hautes latitudes. Il s'agit d'émissions lumineuses drapant le ciel de vert, jaune, ou blanc, et parfois de rouge ou violet ; elles sont dues à la désexcitation (partielle) des neutres ambiants ayant été excités par les particules énergétiques précipitées, électrons ou protons (voir aussi *ovale auroral*).

BALMER : voir *série de Balmer*.

CORNETS POLAIRES : régions localisées au-dessus des deux pôles magnétiques, entre les lignes de force du champ magnétique fermées et celles ouvertes sur le milieu interplanétaire. Dans ces régions, les lignes du champ magnétique sont ouvertes et sont connectées à la magnétopause.

CSDA : *Continuous Slowing Down Approximation* ; il s'agit de l'approximation de dégradation continue en énergie de particules énergétiques (cf. § I.3-b).

DE 2 : *Dynamics Explorer 2*, satellite polaire de basse altitude, qui a fonctionné de 1981 à 1983 (cf. [Sénior et al., 1987] et références incluses).

DECALAGE DOPPLER VERS LE ROUGE : s'applique aux profils d'émissions H de longueur d'onde caractéristique λ_0 . Ce décalage concerne le prolongement de la raie du côté des longueurs d'onde plus élevées que λ_0 (cf. § I.1-c et V.3-d), et non au pic principal qui est toujours décalé vers le bleu, les observations étant réalisées depuis le sol.

DIFFUSION VERS L'AVANT : il s'agit de l'approximation qui suppose qu'au cours d'une collision avec un neutre, une particule énergétique n'est pas redistribuée en angle d'attaque. Ce dernier est donc conservé lors d'une collision.

DMSP : *Defense Meteorological Satellite Program satellites*, satellites d'orbite polaire, circulaire (840 km d'altitude) et héliosynchrone. Le plan de l'orbite de DMSP/F8 est associé au terminateur jour/nuit [Gussenhoven et Brautigam, 1994].

EISCAT : *European Incoherent SCATter*, désigne le radar VHF à 224 Mhz et le radar tristatique UHF à 931 Mhz, *radars à diffusion incohérente* (cf. § VI.2). Les émetteurs-récepteurs sont situés à Tromsø et les deux récepteurs UHF, à Kiruna, en Suède (67,9° N et 20,4° E) et à Sodankylä, en Finlande (67,4° N et 26,6° E). Des détails techniques concernant le radar et son fonctionnement sont fournis par Folkestad [1983].

Caractéristiques de Tromsø :

altitude : 86,28 m ; *élévation magnétique* au sol : 76,5°
 latitude géographique : 69,58° ; longitude géographique : 19,21° ;
 latitude magnétique : 66,11° ; longitude magnétique : 103,37°.

ELARGISSEMENT : ou *spreading*. Il s'agit de l'élargissement du faisceau incident de protons, dû aux trajectoires neutres (cf. § I.3-a).

ELECTRON AMBIANT : électron thermique.

ELECTRON PRIMAIRE : par convention, il s'agit d'un électron énergétique précipitant, d'un *photoélectron* ou d'un *protoélectron*.

ELECTRON SECONDAIRE : par convention, il s'agit d'un électron produit par réaction entre un *électron primaire* et un neutre ambiant.

ELEVATION MAGNETIQUE : ou *dip angle*, angle d'inclinaison du vecteur champ magnétique par rapport au plan horizontal local (cf. § V.1).

ENERGIE INCIDENTE : énergie de la particule hydrogénée avant collision avec un neutre thermique, à une altitude quelconque dans l'atmosphère ; il s'agit d'une énergie locale.

ESR : *EISCAT Svalbard Radar*. Il s'agit du radar polaire européen, localisé sur l'archipel de Svalbard, à 12 km au sud-est de Longyearbyen (78°09' N et 16°03' E) et à 430 m au-dessus du niveau de la mer. Ce *radar à diffusion incohérente*, opérant à 500 Mhz, a été

inauguré en août 1996 et sa mise à disposition de la communauté scientifique est prévue pour novembre de la même année. Le site choisi, à la fois proche du pôle magnétique et du pôle géographique, va permettre non seulement l'étude radar de l'ionosphère du cornet polaire nord, mais aussi l'observation optique de l'activité aurorale, ce qui ne peut être envisagé avec l'autre radar polaire situé à Sondstrom, à plus basse latitude géographique.

$f_{10.7}$: valeur du flux décimétrique solaire à 10,7 cm, au voisinage de la Terre, exprimée en $10^{-22} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$. Il permet de caractériser l'activité solaire et varie de 65 (faible activité) à 360 unités (grande activité). Cet indice est publié régulièrement dans le JGR (*Journal of Geophysical Research*), où il est noté S_a .

FEUILLET DE PLASMA : région globalement neutre de la queue magnétique terrestre regroupant les lignes de force du champ magnétique dont les pieds sont situés dans l'*ovale auroral*. Il s'agit de la zone d'accélération des particules chargées côté nuit dans le plan équatorial. Les particules précipitantes et issues de la magnétosphère proviennent du feuillet neutre de plasma.

FLUX HEMISPHERIQUE : flux intégré en la variable μ , cosinus de l'angle d'attaque, entre -1 et 0 ou 0 et 1.

FLUX ISOTROPE : flux indépendant de l'angle d'attaque des particules du faisceau. Si ces particules sont chargées, elles spiralent autour des lignes de force du champ magnétique et l'isotropie, si elle a lieu, est réalisée autour de ces lignes.

FLUX PRECIPITE : flux incident de particules d'origine magnétosphérique et constituant la condition aux limites des équations de transport à l'altitude la plus élevée considérée, située entre 600 et 800 km d'altitude (cf. § I.2 et IV.1-c).

FONCTION DE PERTE : notée L , elle caractérise la dégradation énergétique et la redistribution angulaire d'une particule énergétique lors d'une collision. $L = \sigma.W.\Phi$, avec σ , la *section efficace* associée à la collision, W , la perte d'énergie subie par la particule énergétique et Φ , la fonction de phase relative à la redistribution angulaire (cf. § III.2 et IV.1-b). Dans ce travail, sont considérées des collisions sur des neutres ou des électrons ambiants.

HAO : *High Altitude Observatory*, laboratoire dont l'axe de recherche principal est l'étude

des interactions Soleil-Terre. Il est partie intégrante du *NCAR*.

HELIOSPHERE : région de l'espace soumise au vent solaire.

H α , H β : émissions de la *série de Balmer* de l'hydrogène atomique ; $\lambda_{H\alpha} = 656,3$ nm et $\lambda_{H\beta} = 486,1$ nm (cf. § I.1, V.3-d et VI.1).

IGRF : *International Geomagnetic Reference Field*. Il s'agit du modèle international de champ magnétique terrestre, tenant compte des anomalies du champ géomagnétique, et régulièrement remis à jour [*IAGA Working Group, 1996*].

IONOSPHERE : partie de l'atmosphère partiellement ionisée par les photons solaires et, en haute latitude, par les particules énergétiques précipitantes. Elle est localisée typiquement entre 80 et 1000 km d'altitude.

Kp : indice magnétique planétaire. Il représente l'activité magnétique planétaire moyennée sur une durée de 3 heures. C'est un entier agrémenté d'un des signes '-', '0' ou '+' et compris entre 0 (pas d'activité) et 9 (très forte activité). Il varie selon une échelle quasi-logarithmique par rapport aux composantes horizontales du champ magnétique qui est mesuré au sol par 12 stations réparties entre 48 et 63 ° de latitude magnétique. L'indice Kp est obtenu après avoir retranché, aux composantes magnétiques, les variations connues et dues aux phénomènes terrestres, globaux ou locaux. La donnée de cet indice renseigne donc principalement sur les variations du champ magnétique interplanétaire, gelé dans le vent solaire [*Menvielle et Berthelier, 1991*]. Il est publié régulièrement dans le *JGR (Journal of Geophysical Research)*.

LATITUDE INVARIANTE : pour un dipôle, elle est définie par la relation suivante :

$$\Lambda = \arccos\left(\frac{1}{\sqrt{L_s}}\right) \text{ où } L_s \text{ est la distance, dans le plan équatorial, entre le centre de la Terre et la}$$

ligne de champ magnétique associée au point d'observation. Cette distance est exprimée en rayon terrestre.

LIBRE PARCOURS MOYEN : longueur caractéristique entre deux collisions. Il est

$$\text{égal à } \frac{1}{\sum_k n_k \cdot \sigma_k} \text{ (cf. figure I.3).}$$

MAGNETOPAUSE : limite entre une *magnétosphère planétaire* et l'*héliosphère*. Elle varie en fonction du vent solaire.

MAGNETOSPHERE planétaire : région de l'espace qui est influencée par le champ magnétique de la planète considérée.

MEGABARN (Mb) : 10^{-18} cm², unité parfois utilisée pour les sections efficaces.

MIROIR MAGNETIQUE : effet dû à la convergence des lignes de force du champ magnétique. Les particules chargées sont réfléchies par les régions de fort champ, et donc vers le sommet de l'atmosphère (cf. § II.4 et V).

MSIS : *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter* ; modèle d'atmosphère neutre [Hedin, 1991] (cf. § IV.1-a).

NCAR : *National Center for Atmospheric Research*, situé à Boulder, dans le Colorado.

NOAA 6 : Un des *National Oceanic and Atmospheric Administration environmental satellites*. Il s'agit d'un satellite polaire de basse altitude, à environ 800 km. Il permet en particulier de mesurer la population d'ions et d'électrons dont l'énergie est située au-dessus de 0,3 keV [Basu et al., 1987 et Sénior et al., 1987].

OVALE AURORAL : région où la probabilité d'observer des aurores est la plus forte. Elle forme une couronne autour des deux pôles magnétiques et s'étend typiquement entre 65 et 75° environ de latitude.

PARTICULES ENERGETIQUES : sont ainsi appelés, dans la présente étude, les électrons - *photoélectrons*, *protoélectrons* et électrons précipités - , les protons et les atomes d'hydrogène précipités dans une atmosphère planétaire et dont l'énergie se dégrade par interaction avec le plasma ambiant.

PARTICULES HYDROGENEES : protons et atomes d'hydrogène énergétiques provenant de précipitations de protons.

PHOTOELECTRON : électron produit lors de l'ionisation d'un neutre ambiant par un photon solaire.

PROTOELECTRON : électron produit lors d'une réaction - arrachement ou ionisation - entre une particule hydrogénée et un neutre ambiant.

RADAR A DIFFUSION INCOHERENTE : la fréquence du radar est nettement supérieure à la fréquence plasma au pic de densité électronique : l'onde peut atteindre les régions de haute altitude à étudier. Cette onde excite les électrons qui se mettent à osciller en diffusant de l'énergie dont une partie est reçue au sol par les antennes réceptrices. L'amplitude totale de l'onde diffusée est non nulle : le gaz d'électrons n'est pas rigoureusement homogène à cause de l'agitation thermique des particules du plasma. Le principe de ce radar repose donc sur le fait que la distribution des électrons est aléatoire, d'où l'appellation de *radar à diffusion incohérente*. La longueur d'onde correspondant à la fréquence d'émission de l'antenne est grande devant la longueur de Debye (excepté lorsque la densité électronique est très faible) : le spectre du signal reçu traduit le comportement collectif des électrons et des ions.

La puissance diffusée par diffusion incohérente se trouve répartie en particulier dans le spectre ionique au voisinage de la fréquence incidente d'émission. C'est à partir de ce spectre qu'il est possible d'avoir accès à un certain nombre de paramètres caractéristiques du plasma ionosphérique : pour cela, un spectre théorique est ajusté sur le spectre expérimental selon une méthode du type 'moindres carrés'. Par cette méthode, il est par exemple possible de déterminer la densité électronique, qui est proportionnelle à la puissance totale reçue.

Se reporter aussi à *EISCAT* et *ESR*.

RAYLEIGH (R) : $1 \text{ R} = 10^6 \text{ photons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

SECTION EFFICACE : grandeur proportionnelle à la probabilité qu'une particule énergétique donnée réagisse avec un neutre ambiant donné selon un processus collisionnel donné. Elle peut aussi être interprétée comme la surface fictive autour du neutre cible d'une particule énergétique. Elle est exprimée en cm^2 ou en *Mb*.

SERIE DE BALMER : elle regroupe les raies d'émission de l'atome d'hydrogène associées au même niveau d'énergie final égal à 2. Il s'agit de raies appartenant au domaine visible : la transition $3 \rightarrow 2$ notée $\text{H}\alpha$ correspond à la longueur d'onde $\lambda = 656,3 \text{ nm}$ et la transition $4 \rightarrow 2$ notée $\text{H}\beta$, à $\lambda = 486,1 \text{ nm}$. Leur détection a permis de mettre en évidence des précipitations de protons dans les zones aurorales et polaires (cf. § I.1, V.3-d et VI.1).

TAUX D'IONISATION VOLUMIQUE : taux de production des électrons. Il est généralement exprimé en $\text{électrons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$. Appliqué à un flux incident de protons, il représente le nombre de *protoélectrons* produits - par unités de volume et de temps - lors des

réactions d'ionisation et d'arrachement (cf. § I.4 et IV.3-b-β) [*Basu et al.*, 1993].

THERMOSPHERE : partie neutre de l'atmosphère, s'étendant de 80 km jusqu'aux altitudes où le libre parcours moyen des particules entre deux collisions successives est égal à la hauteur d'échelle de l'atmosphère, soit environ 500 km.

VENT SOLAIRE : particules chargées - principalement des électrons et des protons - provenant de la couronne solaire et transportée dans l'héliosphère.

NOTATIONS PRINCIPALES

Les unités précisées ci-après sont celles utilisées le plus souvent dans cette thèse, et ne sont données qu'à titre indicatif.

Δ Variables :

- E** : énergie d'une particule énergétique (en keV). Grille d'énergie : $E_1 > \dots > E_n$.
- s** : coordonnée spatiale curviligne (en km), prise le long d'une ligne de force du champ magnétique, $s = \frac{z}{\sin \alpha}$ où α représente l'angle entre le champ magnétique et l'horizontale (cf. § II.2). Grille d'altitude : $s_1 > \dots > s_p$.
- W** : perte d'énergie subie par une particule énergétique (en eV) (cf. § III.1).
- z** : altitude (en km).
- μ : cosinus de l'angle d'attaque d'une particule énergétique. Par convention, μ est positif pour le flux ascendant et négatif pour le flux descendant. Grille d'angle : $\mu_1 < \dots < \mu_m$.
- θ : angle d'attaque d'une particule énergétique (cf. *figure* II.2). Par convention, θ est compris entre 0 et $\pi/2$ pour le flux ascendant et entre $\pi/2$ et π pour le flux descendant.

Δ Fonctions :

- B** : norme du champ magnétique planétaire.
- f** : fonction de distribution, en $\text{cm}^{-6} \cdot \text{s}^3$ (cf. § II.1).
- I** : flux stationnaire de particules, en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$ (cf. § II.2).

- L** : fonction de perte, en eV.cm^2 (cf. § III.2 et IV.1-b).
- n** : densité d'une espèce, en cm^{-3} .
- S** : source directe de particules énergétiques, en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}.\text{eV}^{-1}$ (cf. § II.2).
- η : taux de déposition en énergie à une altitude donnée, en $\text{eV.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ (cf. § IV.3-a).
- Φ : fonction de phase (cf. § II.3 et III.2).
- σ : section efficace (différentielle) en cm^2 ($.\text{eV}^{-1}.(2\pi.\text{sr})^{-1}$) (cf. § II.3).

Δ Paramètres :

- E₀** : énergie caractéristique du flux incident de protons (cf. § II.2 et IV.1-c).
- Q₀** : flux d'énergie du flux incident de protons (cf. § II.2 et IV.1-c).
- $\bar{\mathbf{u}}$: vecteur unitaire qui a la même direction et le même sens que la vitesse de la particule, *i.e.* $\bar{\mathbf{u}} = \frac{\bar{\mathbf{v}}}{v}$.
- V** : potentiel d'ionisation ou d'excitation, en eV (cf. § III.1).
- α : *élévation magnétique* (cf. § V.1).
- ϵ : facteur d'atténuation appliqué au centre du faisceau et permettant de tenir compte de son élargissement (cf. § I.3-a).

Δ Indices :

• Particules énergétiques :

- a** : *ambient*, s'applique à un électron thermique.
- e** : *électron* (se reporter au glossaire pour la convention concernant les termes *électron primaire*, *électron secondaire* et *protoélectron*)
- p,s** : *primaire*, *secondaire*. Ces indices s'appliquent aux électrons. Se reporter à ce dernier terme, dans le glossaire, pour la convention choisie.
- P** : *proton*
- H** : *atome d'hydrogène*
- X** : *particule énergétique hydrogénée* (P ou H)

- Gaz ambiant :

k : espèce neutre atmosphérique ; pour la Terre : N₂, O₂ et O.

- Réactions :

pr : processus collisionnel. Cela regroupe des réactions parmi les suivantes :

exci : excitation

ioni : ionisation

élas : élastique

10 : capture

01 : arrachement

T : total → exci, ioni, élas et 10 pour P.

→ exci, ioni, élas et 01 pour H.

Les lettres majuscules soulignées représentent des vecteurs et celles soulignées deux fois, des matrices.

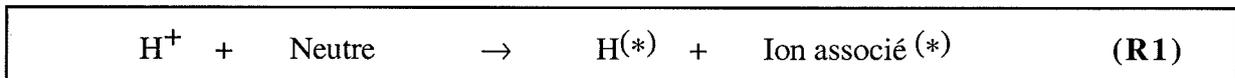
REACTIONS CONSIDEREES

dans le processus de dégradation d'un faisceau incident de protons et d'électrons

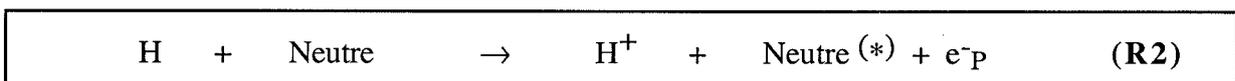
Il convient de préciser que l'astérisque, présent parfois en exposant, signifie que la particule concernée se trouve dans un état excité. Lorsque ce dernier n'est pas systématique, l'astérisque est mise entre parenthèses.

Δ Réactions de changement de charge ($H^+ \leftrightarrow H$) :

- Capture ou réaction d'échange de charge :

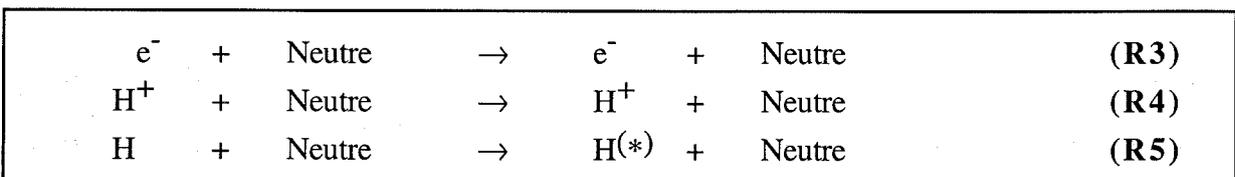


- Arrachement :



Δ Réactions de conservation de charge ($e^- \leftrightarrow e^-$, $H^+ \leftrightarrow H^+$ et $H \leftrightarrow H$) :

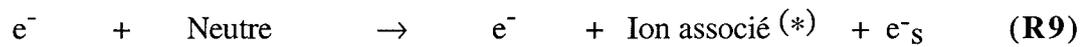
- Diffusion élastique :



- Excitation :



- Ionisation :

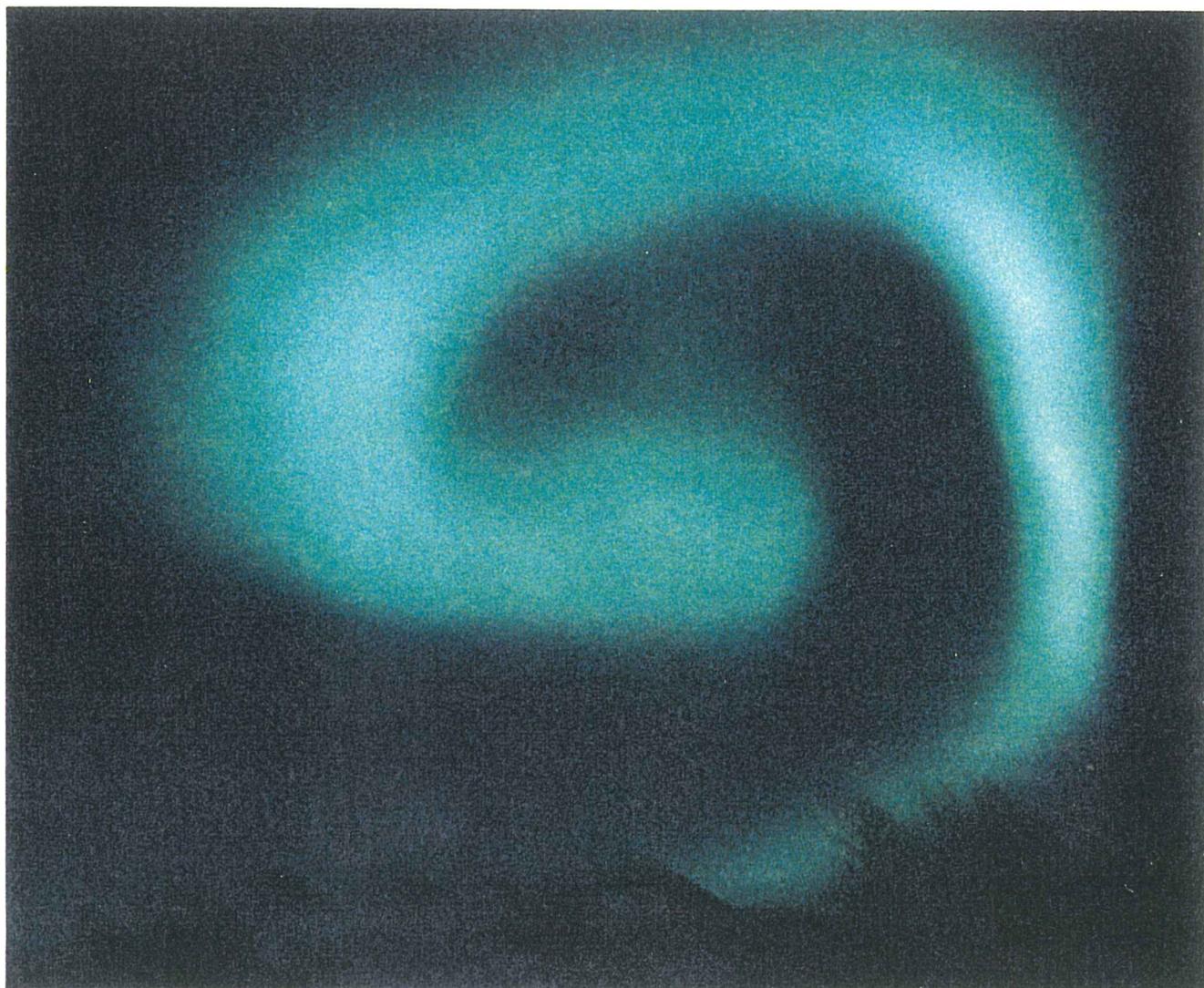


Δ *Chauffage des électrons ambiants (e^{-a}) par les électrons précipités :*



INTRODUCTION

Quoi de plus émouvant que le spectacle d'une aurore ?!



*Celle-ci a été photographiée le 18 janvier 1995
non loin des radars EISCAT
à Tromsø en Norvège.*

INTRODUCTION

Depuis toujours, les hommes ont été fascinés par cette pièce qui se joue sans relâche depuis des siècles innombrables sur une scène impalpable et grandiose. Cette pièce se déroule en général en deux actes : le premier les rassure, éclairant leur monde d'une clarté sans égale, le deuxième les plonge dans un océan de ténèbres sans fond... mais qu'illuminent de leur présence une multitude d'acteurs venus d'un monde mystérieux. Et parfois même, s'offre à leur regard, une actrice terriblement envoûtante drapée d'une étoffe verdoyante, fouettée par un vent venu de nulle part, ou bien c'est un combat sanglant de guerriers sans pitié qui prend soudainement le devant de la scène ! Le cœur de tout un chacun ne peut alors s'emplier que d'un sentiment mêlant à la fois l'éblouissement, la fascination, le saisissement et la peur. Faut-il avoir eu le bonheur d'assister à ce spectacle incomparable, pour savoir ce qui se cache derrière ces mots si innocents d'aurore boréale !

Ces grandioses draperies colorées qui ornent la voûte céleste des régions de haute latitude ont pour origine l'interaction de particules énergétiques chargées avec l'atmosphère terrestre. Ces particules peuvent provenir de l'ionosphère terrestre mais, le plus souvent, elles se sont échappées de la couronne solaire et, au voisinage de notre planète, contournent la cavité géomagnétique. Quelques-unes d'entre elles arrivent à pénétrer par les cornets polaires ou par la zone de reconnexion stationnaire sur le front de la magnétosphère, d'autres, plus nombreuses, par la queue magnétique terrestre s'étendant côté nuit. Piégées dans la magnétosphère, elles subissent des processus d'accélération et peuvent précipiter dans l'ionosphère des régions de haute latitude formant un ovale, dit auroral, autour de chaque pôle magnétique. A partir de 300-400 km d'altitude environ, elles commencent à interagir de manière significative avec les neutres ambiants de l'atmosphère. Les particules énergétiques vont ainsi pouvoir exciter des atomes et des molécules neutres ; ces derniers se dés excitent alors spontanément, ou tout au moins passent à un niveau d'énergie moindre, en émettant de la lumière, en particulier dans le domaine visible. Certaines particules énergétiques, telles que les atomes d'hydrogène, peuvent aussi être excitées et émettre de la lumière. La couleur perçue dépend de l'espèce neutre excitée et de l'énergie des particules incidentes. Le ciel se drapera, le plus fréquemment, de vert, de jaune ou de blanc ; mais le ciel s'illuminera parfois de rouge ou de mauve.

Les aurores boréales et australes constituent donc le phénomène visible des perturbations de l'atmosphère consécutives à des précipitations de particules énergétiques provenant du Soleil. D'autres phénomènes sont générés par ces précipitations : surcharge de puissance dommageable sur les lignes à haute tension ou coupure des communications longue distance utilisées en radionavigation... Toutes ces raisons suffiraient à expliquer l'enthousiasme pour l'étude des propriétés physiques du système Terre-Soleil depuis plusieurs décennies. Mais ce serait oublier la motivation profonde et primordiale de tous ceux qui s'intéressent ou se sont intéressés de tout temps à ces phénomènes : chercher à connaître le rôle de chacun des acteurs, à comprendre leur jeu de scène et à découvrir l'auteur de cette pièce qui les fascine tant !

Les électrons précipitants provenant de la magnétosphère ou générés par les photons solaires constituent la source énergétique de particules la plus importante aux altitudes ionosphériques. C'est tout naturellement sur eux qu'ont porté les premières études s'intéressant à l'interaction de particules énergétiques avec l'atmosphère terrestre. C'est aussi vers eux que je me suis tournée dans un premier temps. Disposant d'un code de transport des électrons sur lequel je reviendrai dans le chapitre VI, je me suis familiarisée avec cette source d'énergie. Les applications sont multiples. Une étude concernant les raies de plasma a ainsi été effectuée ; elle figure en *annexes I et II*. Ce code de transport a aussi été adapté à l'atmosphère de Jupiter - pour laquelle des émissions de type auroral ont été mises en évidence [Prangé et al., 1996] - et à celle de Titan, satellite de Saturne, fort passionnant qui, tantôt est situé directement dans le milieu interplanétaire, tantôt est situé dans la magnétique kronienne. Les études de transport de flux d'électrons dans ces atmosphères, études auxquelles j'ai pris plaisir à participer, sont regroupées dans les *annexes III et IV*. Elles ne figurent pas explicitement dans le corps de ce manuscrit, ne constituant pas le sujet principal de cette thèse.

Aujourd'hui, le transport des électrons dans l'atmosphère terrestre est fort bien décrit par des modèles qui ont été largement validés, tant en laboratoire qu'*in situ* [Lummerzheim et Liliensten, 1994]. Ce stade franchi, une nouvelle étape dans la compréhension des phénomènes auroraux a pris le relais depuis quelques années : elle concerne les précipitations de protons issus de la magnétosphère et qui peuvent constituer une source d'énergie significative de l'ionosphère aurorale [Rees, 1982 ; Basu et al., 1987, 1990]. C'est au sein de ce thème que s'inscrit le sujet du présent travail. Il s'agit de décrire le transport d'un flux incident de protons dans l'atmosphère. Ces particules interagissent avec les neutres, principalement l'azote moléculaire, l'oxygène atomique et l'oxygène moléculaire, *via* des réactions d'ionisation, d'excitation, de diffusion élastique et de capture. Cette dernière entraîne la neutralité du proton : un atome d'hydrogène est généré, qui, à son tour, peut interagir avec les neutres ambiants. Le transport des protons se trouve ainsi couplé avec celui des atomes d'hydrogène. La pérégrination des particules hydrogénées dans l'atmosphère des hautes latitudes est illustrée sur la *figure 1*.

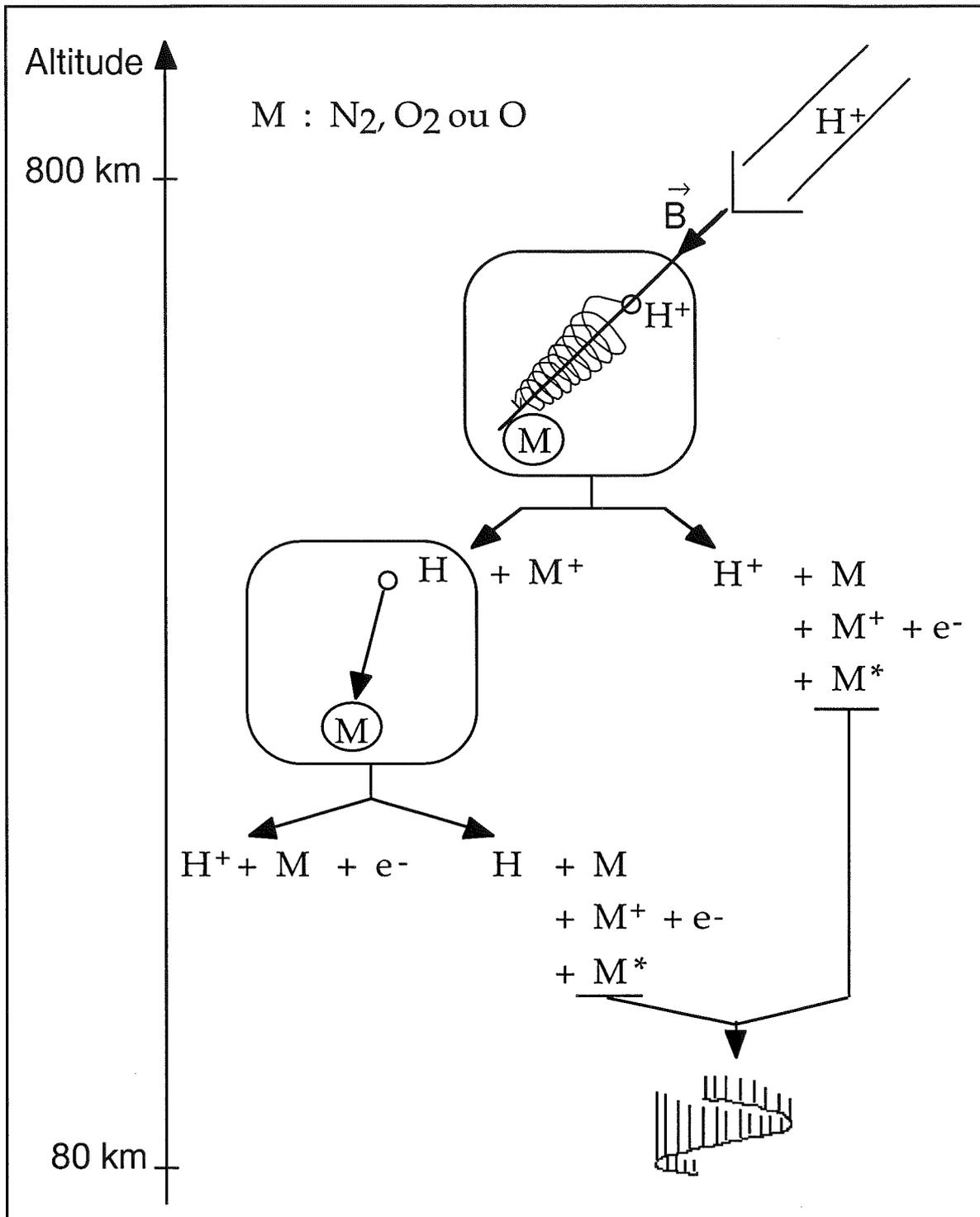


Figure 1 : Interaction entre un faisceau incident de protons et les neutres de l'atmosphère.

Au cours du premier chapitre, l'émission Balmer associée aux atomes d'hydrogène sera abordée : elle constitue une signature typique des précipitations de protons et son observation fut leur première mise en évidence. Les caractéristiques des flux incidents de protons, obtenues par des mesures *in situ*, seront précisées. Puis, les études les plus marquantes menées sur les interactions entre un flux de particules hydrogénées et l'atmosphère seront exposées.

La voie que nous avons choisie pour décrire la dégradation d'un flux de protons repose sur la résolution des équations de transport permettant d'accéder aux flux de protons et d'atomes d'hydrogène. Par ailleurs, c'est sur une équation du même type qu'est fondé le code de transport des électrons. Pour ces diverses raisons, il nous est apparu intéressant de redémontrer l'équation de transport valable pour un système dissipatif, ce qui fera l'objet du chapitre II.

La résolution analytique des équations de transport des protons sera présentée au chapitre III. Elle puise son origine dans la démonstration de l'équation de transport générale. Alors que toutes les résolutions analytiques proposées jusqu'à ce jour s'appuyaient sur l'équation de Boltzmann dans le cas conservatif, la résolution que nous avons imaginée introduit des forces dissipatives pour décrire les pertes d'énergie subies par les particules hydrogénées et permet ainsi de tenir compte de toute redistribution angulaire, d'origine collisionnelle ou magnétique. Toutefois, seule l'influence de l'effet de miroir magnétique est évaluée ici.

Le chapitre IV introduira les principaux paramètres dont dépendent les équations de transport et proposera une comparaison des résultats obtenus avec ceux générés par le code de transport de *Basu et al.* [1993]. Pour cela, les mêmes conditions, en particulier sur les paramètres d'entrée, seront appliquées ; toute redistribution angulaire sera donc aussi négligée.

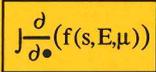
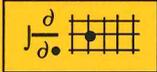
Le code de transport que nous avons développé permet de tenir compte de l'effet de miroir magnétique. L'influence de celui-ci fera l'objet du chapitre V. Une première étude, sans collision, sera tout d'abord proposée ; aucune comparaison avec des résultats publiés n'étant possible, il sera alors nécessaire de valider numériquement le terme relatif au miroir magnétique.

Enfin, le chapitre VI concernera l'exploitation de mesures *in situ* en vue de valider et d'exploiter le code de transport des protons. Les mesures de flux de particules hydrogénées et de l'intensité de l'émission H β effectuées à bord d'une fusée seront analysées. En vue de l'exploitation d'observations coordonnées entre un satellite et un radar, le couplage de codes de transport des électrons et des protons sera également décrit et appliqué dans la région du nouveau radar polaire ESR.

CHAPITRE I

CHAPITRE I

FLUX PRECIPITES DE PROTONS : ETUDES ANTERIEURES

I. 1 - EMISSIONS $H\alpha$ ET $H\beta$	31
I. 1 - a) Détection.....	31
I. 1 - b) Description des profils Doppler.....	32
I. 1 - c) Origine des décalages Doppler vers le rouge.....	35
I. 2 - OBSERVATIONS DES FLUX PRECIPITES DE PROTONS 	38
I. 3 - PREMIERES ETUDES DETAILLEES.....	39
I. 3 - a) Elargissement du faisceau de protons.....	40
I. 3 - b) Grandeurs caractéristiques d'une aurore.....	42
I. 4 - RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT.....	47
I. 4 - a) Solutions analytiques 	51
I. 4 - b) Solutions numériques 	54

CHAPITRE I

FLUX PRECIPITES DE PROTONS : ETUDES ANTERIEURES

I. 1 - EMISSIONS $H\alpha$ ET $H\beta$

I. 1 - a) Détection

Il y a 40 ans, l'analyse théorique des aurores se réduisait encore à l'étude de précipitations d'électrons énergétiques. En effet, ces derniers, avec les photons solaires, semblaient être les seules particules connues aptes à fournir, dans l'atmosphère des hautes latitudes, l'apport d'énergie nécessaire à l'excitation des molécules neutres à l'origine de la lumière aurorale.

Pourtant, dès 1939, *Vegard* avait, pour la première fois, détecté dans les spectres auroraux de larges raies décalées de quelques Angströms par rapport aux raies H de la série de Balmer. Il avait alors supposé que ces raies étaient dues à des précipitations d'hydrogène provenant du soleil, et que les décalages étaient liés à des erreurs de mesure.

Ce n'est que dix ans plus tard que ces observations ont été interprétées [*Vegard*, 1948] : c'est l'effet Doppler qui est à l'origine du décalage des radiations Balmer émises par des protons neutralisés précipitant à grande vitesse dans l'atmosphère. En effet, les protons, provenant de la magnétosphère et précipités dans l'atmosphère terrestre le long des lignes de force du champ géomagnétique, subissent des réactions d'échange de charge conduisant à la formation d'atomes d'hydrogène ; ceux-ci, à leur tour, réagissent avec les neutres ambiants. Certaines de ces collisions conduisent à l'excitation d'atomes d'hydrogène. Ces atomes sont produits dans des états excités et sont en quantité suffisante pour que des émissions H, en particulier certaines **raies de la série de Balmer** ($H\alpha = 656,3$ nm et $H\beta = 486,1$ nm), soient détectées depuis le sol. Les atomes d'hydrogène émettent aussi des raies de la série Lyman ($L\alpha = 121,6$ nm). Celles-ci sont situées en dehors du spectre visible. Elles sont absorbées dans l'atmosphère ; elles ne sont donc pas détectables au sol, mais uniquement à partir d'un satellite.

Les émissions Balmer $H\alpha$ et $H\beta$ ont ainsi permis historiquement de faire un premier

diagnostic des aurores quant aux types de particules précipitantes. Leurs observations, autant que les études théoriques sur leur origine, ont suscité un engouement certain durant ces dernières décennies [Eather, 1967 et références incluses ; Söraas et al., 1974 et 1994, et références incluses ; Rees, 1982 ; Shen, 1993]. Leur intensité intégrée a été enregistrée au sol et à bord de fusées pour l'obtention de profils en altitude, et cela simultanément à des mesures de flux de protons et d'atomes d'hydrogène sur satellites polaires [Romick et Sharp, 1967] ou à bord de ces mêmes fusées [Söraas et al., 1974 et 1994]. Ces mesures couplées sont fort utiles : leur exploitation permet la comparaison entre les intensités de raies observées et celles calculées à partir des flux mesurés de particules [Söraas et al., 1974 et 1994, et références incluses]. L'intensité intégrée observée est de l'ordre de quelques centaines de Rayleigh. Celle-ci peut même atteindre 10 kR lors de fortes précipitations [Chamberlain, 1961]. Sa comparaison avec l'intensité d'une raie de N_2^+ permet une estimation de la proportion de protons dans les flux précipités [Söraas et al., 1974].

La majorité des émissions $H\alpha$ et $H\beta$ est issue d'une région située entre 90 et 150 km d'altitude, le maximum d'intensité étant situé vers 110-120 km [Romick et Sharp, 1967 ; Miller et Shepherd, 1969 ; Söraas et al., 1974]. Le profil d'intensité dépend toutefois de l'importance des précipitations et de l'énergie initiale des particules incidentes.

Par conséquent, **les émissions $H\alpha$ et $H\beta$ produites par les atomes d'hydrogène excités constituent une véritable signature propre aux précipitations de protons.** De telles caractéristiques n'existent pas toujours, tel est le cas des précipitations d'ions O^+ [Rees, 1989]. Les profils Doppler des émissions $H\alpha$ et $H\beta$ font l'objet des paragraphes suivants, § I.1-b et I.1-c.

I. 1 - b) Description des profils Doppler

Les vitesses des atomes d'hydrogène sont suffisamment grandes pour produire des décalages Doppler détectables sur les émissions Balmer $H\alpha$ et $H\beta$. Une résolution d'au moins 0,1 nm est nécessaire pour pouvoir observer de tels décalages [Rees, 1981] et ainsi obtenir une information sur la distribution en vitesse des atomes rayonnants le long de la ligne de visée.

Eather [1967 et références incluses], Omholt [1971, p.48] et Rees [1981] fournissent des **profils Doppler**, aux caractéristiques similaires, de l'émission $H\alpha$ (ou $H\beta$) mesurés **selon la direction du zénith magnétique**, c'est-à-dire parallèlement au champ magnétique. Comme l'illustre la *figure I.1*, le profil zénithal de la raie observée est asymétrique, étant décalé vers les longueurs d'onde plus courtes par rapport à celle de la raie non décalée ($\lambda = 656,3$ nm) : il

s'agit d'un décalage vers le bleu. Celui-ci, de l'ordre de 0,8 nm, correspond à une vitesse zénithale Doppler d'environ 365 km.s^{-1} , c'est-à-dire à une énergie de l'ordre de 0,7 keV. La majorité des émissions est donc ici produite par des atomes d'hydrogène se dirigeant vers le sol d'où a été enregistré le profil Doppler : au cours de collisions - de faible redistribution angulaire - avec les neutres ambiants, les précipitations de protons conduisent à un flux d'atomes d'hydrogène excités, dirigé de manière prépondérante vers le bas. De plus, du fait des dégradations en énergie que subissent protons et atomes d'hydrogène par interaction avec l'atmosphère, les vitesses des atomes rayonnants sont plus ou moins importantes, ce qui explique la largeur de la raie observée.

Par ailleurs, des émissions associées à la raie $H\alpha$ sont observables vers les longueurs d'onde plus élevées que celle de la raie non décalée. Ce prolongement du profil est appelé **décalage vers le rouge** des émissions $H\alpha$. Dans la suite de ce travail, il conviendra de se rappeler que cette expression ne s'applique qu'à une portion du profil Doppler zénithal, et non au pic principal, ce dernier étant toujours décalé vers le bleu.

Le décalage vers le rouge, observé dans la direction du zénith magnétique, ne peut être expliqué uniquement par la faible résolution de l'instrument induisant un élargissement artificiel de la raie [Eather, 1966 ; Omholt, 1971]. Une partie des émissions décalées vers le rouge avait été attribuée à la diffusion Rayleigh - diffusion par les molécules dans une atmosphère dense - de la lumière de l'horizon, dans la très basse atmosphère ; toutefois, les coefficients de diffusion exigés ne sont pas suffisamment importants pour rendre compte de l'effet observé. Cette conclusion est confirmée par des mesures n'indiquant aucun effet de polarisation, effet qui aurait dû résulter du processus de diffusion [Eather, 1966].

Le décalage vers le rouge est induit par des atomes d'hydrogène s'éloignant de l'observateur, c'est-à-dire se déplaçant vers le haut de l'atmosphère. Cette interprétation se trouve confirmée par des mesures de flux de particules hydrogénées énergétiques réalisées à bord d'une fusée [Söraas *et al.*, 1974]. Les distributions en angle d'attaque sont illustrées sur la *figure 1.2* ; le graphe de droite met en évidence la présence de particules - protons et atomes d'hydrogène - issues de régions localisées au-dessous de 210 km d'altitude et remontant vers la haute atmosphère, leur angle d'attaque étant supérieur à 90° . L'origine de tels déplacements sera discutée au paragraphe suivant, § I.1-c.

Des **profils Doppler** ont été aussi enregistrés **suivant l'horizon magnétique**, c'est-à-dire suivant une ligne de visée perpendiculaire au champ magnétique, à l'altitude du maximum de la courbe de luminosité de l'émission de H [Eather, 1966]. La *figure 1.1* illustre un profil horizontal typique : la raie $H\alpha$ est élargie et non décalée. Par association avec le profil zénithal

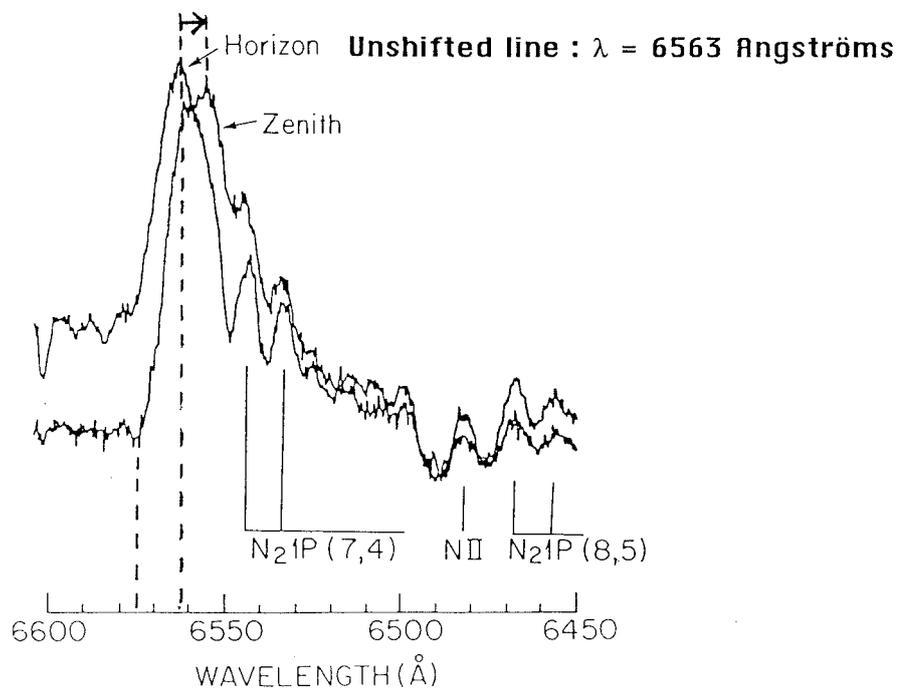


Figure I.1 : Profils Doppler de la raie Balmer $H\alpha$ observée le long d'une ligne de force magnétique ("Zenith") et perpendiculairement à \vec{B} ("Horizon"). Quelques émissions non hydrogénées ont été identifiées. Les observations ont été obtenues à Poker Flat (Alaska), le 20 janvier 1977 à 19.00 heure locale [Rees, 1981].

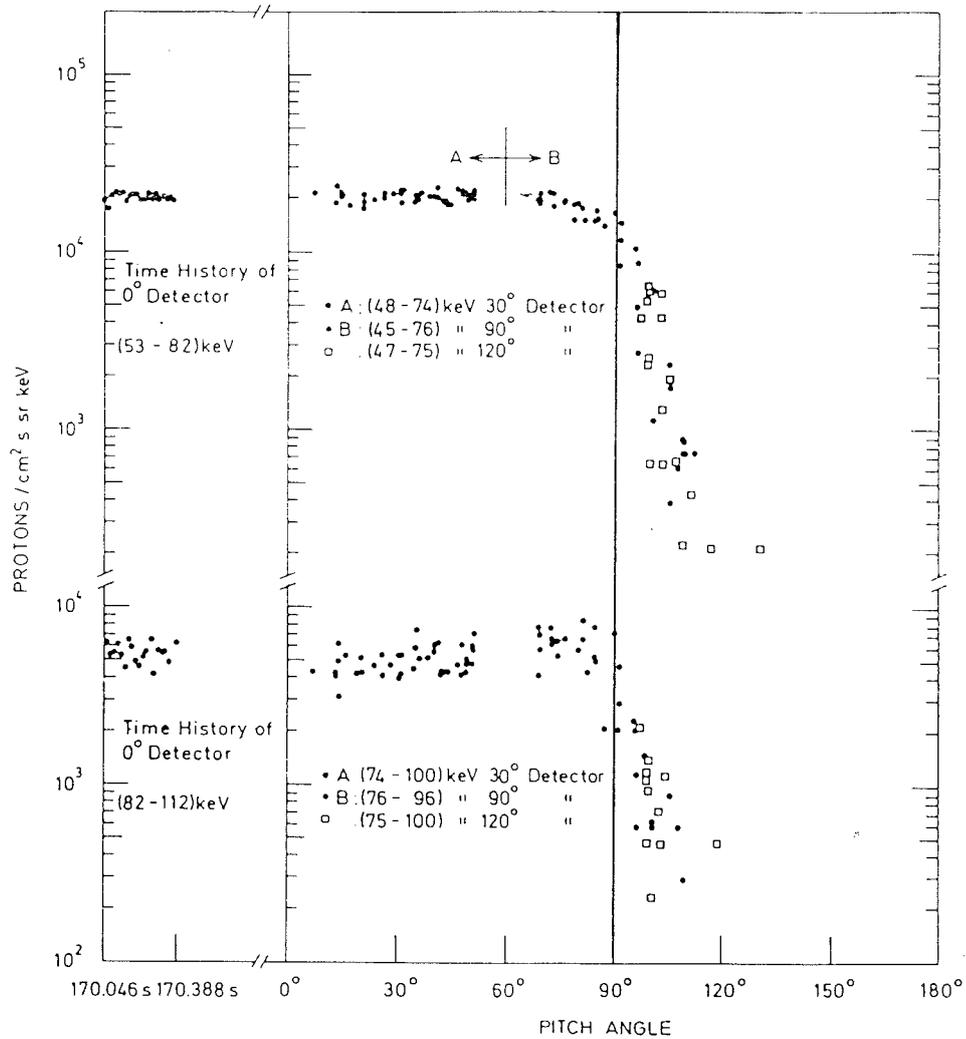


Figure I.2 (à droite) : Distributions en angle d'attaque des protons et atomes d'hydrogène, d'énergie comprise dans le domaine 50-75 keV ou 75-100 keV, à l'altitude de 207 km et pendant la période d'échantillonnage 170,046 - 170,388s.

(à gauche) : Données obtenues avec le détecteur 0° -orienté le long de l'axe de la fusée - mesurant le nombre de particules énergétiques de 22° d'angle d'attaque. Aucune variation temporelle n'est à noter pendant la durée de l'échantillonnage [Söraas et al., 1974].

décalé vers le bleu, il apparaît, qu'en basse altitude, la majorité des atomes d'hydrogène se déplace à grande vitesse vers le sol, le long des lignes de force du champ magnétique.

Dans la région du maximum d'émission, bien que les atomes d'hydrogène soient des particules neutres, leur libre parcours moyen est faible, compris entre quelques mètres et une centaine de mètres (cf. *figure I.3*). De ce fait, leur mouvement apparaît similaire à celui des protons dont ils sont tributaires par les collisions d'échange de charge. Ceci est corroboré par l'aspect symétrique et large du profil Doppler horizontal, représentatif du mouvement de giration des protons. Lors de sa giration autour des lignes de force du champ magnétique, un proton a une probabilité équivalente de subir une réaction de changement de charge : l'atome d'hydrogène a ainsi autant de chances - selon une ligne de visée perpendiculaire au champ magnétique - d'aller vers l'observateur que de s'en éloigner.

I. 1 - c) Origine des décalages Doppler vers le rouge

Le décalage vers le rouge désigne le prolongement - du côté des longueurs d'onde plus élevées que celle de la raie non décalée - observé sur le profil des émissions $H\alpha$ et $H\beta$ selon la direction du zénith magnétique, c'est-à-dire le long des lignes de force du champ magnétique. Il est induit par l'émission d'atomes d'hydrogène se déplaçant vers le haut de l'atmosphère (cf. § I.1-b). Différentes hypothèses ont été envisagées pour expliquer ce phénomène.

Δ Effet de miroir magnétique

Eather [1966] fut le premier à montrer que le décalage vers le rouge pouvait être dû aux protons réfléchis vers le haut, par effet de miroir magnétique (cf. § II.4). Ces protons peuvent ensuite être neutralisés par réactions de changement de charge de faible redistribution angulaire : des atomes d'hydrogène sont créés, se propageant vers le haut et pouvant ainsi être à l'origine des émissions décalées vers le rouge. *Shen* [1993] corrobore cette explication, qui produit, selon ses résultats, l'effet nécessaire pour retrouver les prolongements des profils Doppler vers le rouge.

Toutefois, la réflexion miroir ne semble agir, de manière prépondérante, qu'en haute altitude [*Shen*, 1993], région où le libre parcours moyen est important (cf. *figure I.3*). Lorsque les protons atteignent des couches inférieures, l'atmosphère devient dense et les collisions entre particules énergétiques et atmosphériques sont de plus en plus nombreuses : l'effet de miroir magnétique apparaît alors négligeable. La région plus dense où la réflexion magnétique des protons est minoritaire semble située au-dessous de 300 km, - région où le flux de protons et

d'atomes d'hydrogène s'éloigne de l'état d'équilibre [Basu *et al.*, 1990] - mais elle n'a jamais été déterminée avec précision. Seul, Kozelov [1993] a proposé une étude préliminaire pour un flux incident monoénergétique et isotrope de protons : l'effet de miroir magnétique semble encore agir à plus basse altitude. L'importance de cet effet sur un flux précipitant quelconque de protons apparaît donc non seulement intéressante à comprendre, mais aussi indispensable à quantifier. De plus, Kozelov [1993] a étudié la variation de l'angle d'attaque des atomes d'hydrogène liée à la géométrie du champ magnétique : cet effet, induit par la convergence des lignes de force, semble pouvoir avoir une influence significative sur le flux remontant.

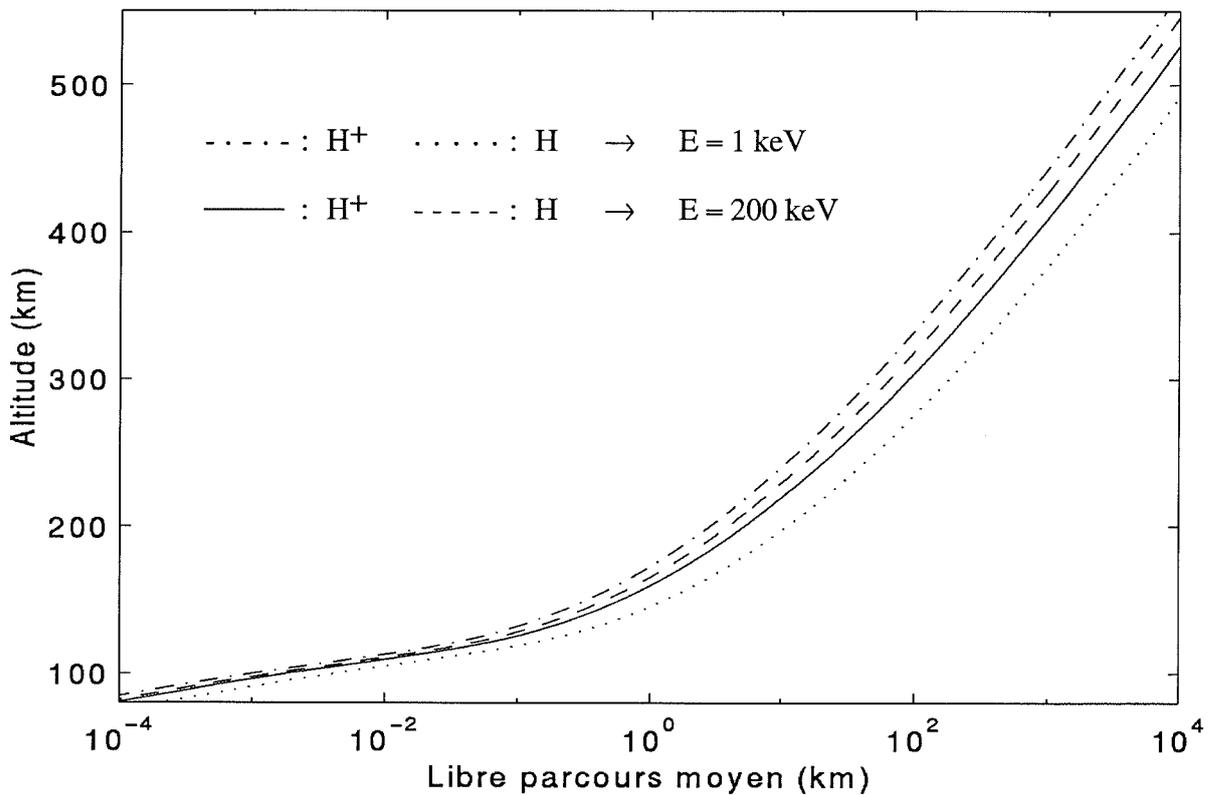


Figure I.3 : Libre parcours moyen des protons et atomes d'hydrogène :

$$lpm(z,E) = \frac{1}{\sum_k n_k(z) \cdot \sigma_k^T(E)}$$

Söraas *et al.* [1974] ont observé des particules énergétiques se propageant vers les hautes altitudes et issues de régions basses, localisées au-dessous de 200 km, où les effets du champ magnétique - effet miroir pour les protons et effet géométrique pour les atomes d'hydrogène - n'agissent plus *a priori*. S'ils permettent d'expliquer des décalages Doppler vers le rouge en haute altitude, ces processus, issus de la convergence des lignes de force, ne doivent pas être les seuls phénomènes à l'origine de flux remontants d'atomes d'hydrogène. D'autres mécanismes,

permettant l'augmentation de l'angle d'attaque des atomes d'hydrogène, doivent agir dans les basses régions atmosphériques.

Δ Courants ionosphériques

Eather [1966] a suggéré que la distribution en angle d'attaque des protons pouvait être modifiée par la présence de courants ionosphériques qui perturberaient les lignes de force du champ magnétique et changeraient les cônes de perte. Mais une telle proposition ne peut être satisfaisante pour expliquer les flux d'atomes d'hydrogène remontant depuis la basse atmosphère, là où les collisions dominent sur les réflexions magnétiques.

Δ Collisions avec les neutres atmosphériques

Dans la basse atmosphère, les collisions sont nombreuses : le libre parcours moyen des protons et atomes d'hydrogène, illustré sur la *figure 1.3*, diminue lorsque l'altitude décroît. Dans une région située entre 90 et 200 km, où est observée la majorité des émissions de l'hydrogène et d'où proviennent certaines particules remontant vers les hautes couches atmosphériques [*Söraas et al.*, 1974], le libre parcours moyen varie entre quelques dizaines de centimètres et plusieurs kilomètres. De ce fait, même si la redistribution angulaire que subit une particule énergétique au cours d'une collision avec un neutre atmosphérique est relativement faible, inférieure à 1° [*Fleischmann et al.*, 1967 et 1974 ; *Newman et al.*, 1986 ; *Johnson et al.*, 1988 et *Gao et al.*, 1990], la variation de l'angle d'attaque de cette particule se déplaçant de 200 à 90 km d'altitude pourrait être significative.

En vue d'apporter un éclaircissement sur l'origine du prolongement vers le rouge observé sur les profils Doppler des émissions H α et H β enregistrés pendant des précipitations de protons, il apparaît nécessaire d'étudier l'importance de l'effet de miroir magnétique en fonction de l'altitude, ainsi que l'influence des redistributions angulaires collisionnelles sur les flux remontants de particules énergétiques. Il convient de noter que, dans un premier temps, nous négligeons l'influence de la géométrie du champ magnétique sur l'angle d'attaque des atomes d'hydrogène. Cet effet ne sera donc pas discuté par la suite.

Les émissions Balmer observées depuis le sol ont historiquement permis la détection de particules hydrogénées précipitantes : celles-ci sont issues de flux constitués uniquement de protons. Quelles sont les caractéristiques de ces flux incidents au sommet de l'atmosphère ?

I. 2 - OBSERVATIONS DES FLUX PRECIPITES DE PROTONS



Les observations spectroscopiques basées au sol ont non seulement révélé la présence de bombardements de protons, par l'étude des émissions Balmer, mais ont permis aussi de localiser l'ovale auroral lié aux précipitations de protons et d'observer ses évolutions par rapport à l'ovale lié aux électrons [Rees *et al.*, 1961 ; Eather, 1967 ; Wiens et Vallence Jones, 1969 ; Rees et Benedict, 1970 ; Deehr *et al.*, 1980] : le premier ovale est décalé vers l'équateur par rapport au second le soir, et vers les pôles le matin. Ces observations spectroscopiques ont été corroborées par l'enregistrement de flux de particules chargées aurorales réalisé à bord de satellites polaires situés à 250 km d'altitude environ [Sharp *et al.*, 1967, 1969] ou de fusées [McNeal et Birely, 1973 et références incluses].

Plus d'une décennie après, des mesures plus précises ont été réalisées à bord de satellites tels que TIROS, Viking, Dynamics Explorer 2, NOAA 6 [Basu *et al.*, 1987 ; Senior *et al.*, 1987] ou DMSP/F6 et DMSP/F7 [Hardy *et al.*, 1989, 1991] situés à plus de 800 km d'altitude. Dans les régions aurorales, des distributions de flux incidents de protons ont ainsi été mesurées en fonction de l'énergie, de la latitude ou de l'indice magnétique K_p . Les **auroras** engendrées par les flux incidents observés sont typiquement **diffuses et continues**.

Il apparaît qu'au sommet de l'atmosphère, estimé à une altitude supérieure ou égale à **600 km** [Jasperse et Basu, 1982], la totalité du flux incident est constitué de protons provenant de la magnétosphère terrestre : aux altitudes supérieures, les processus d'échange de charge ou de perte d'énergie ne sont pas significatifs. Les diverses observations indiquent que ce flux incident de protons précipités vers les régions de basse altitude peut être supposé isotrope. Ayant dépouillé des données de NOAA 6, Basu *et al.* [1987] proposent de représenter le flux de protons par une **maxwellienne** caractérisée par une énergie centrale située entre **5 et 10 keV** et un flux total d'énergie de l'ordre de **0,5 erg.cm⁻².s⁻¹**. D'autres modélisations du flux incident de protons sont proposées dans la littérature, telles que des lois de puissance en haute énergie [Senior *et al.*, 1987]. Se fondant sur des enregistrements faits à bord du satellite DMSP/F8 placé sur une orbite circulaire polaire héliosynchrone à 840 km d'altitude, Gussenhoven et Brautigam [1994] ont étudié les précipitations ioniques des régions aurorales et polaires. Leurs travaux ont conduit à la mise en évidence de deux types de populations précipitées :

- les ions provenant du centre du feuillet de plasma sont à l'origine des aurores diffuses

et continues ; ils sont caractérisés par un flux de forme bi-maxwellienne centré autour de 50 eV et autour d'une dizaine de keV. La maxwellienne de haute énergie correspond à la modélisation proposée par *Basu et al.* [1987] qui s'intéressent à un domaine d'énergie supérieur aux keV.

- les ions, dont les propriétés sont proches de celles des ions présents dans le feuillet de plasma mais qui sont précipités à plus haute latitude, à proximité ou à l'intérieur de la région polaire, préférentiellement du côté jour, semblent être à l'origine **des arcs discrets polaires et auroraux**. Leur énergie est située entre 100 eV et 10 keV et leur distribution suit relativement bien la forme d'une maxwellienne centrée autour du keV. Cette population avait déjà été observée par *Rich et al.* [1990], qui l'avaient modélisée par des distributions en χ^2 (somme de variables gaussiennes au carré) ou par des maxwelliennes, centrées entre 100 eV et 3 keV. La région de transition entre ces deux populations est en général située entre 70 et 77° de latitude magnétique.

Des observations satellitaires de cette dernière décennie ont permis de mesurer, avec une précision croissante, les flux incidents de protons précipités dans l'atmosphère terrestre des hautes latitudes et de montrer que ces précipitations apparaissent beaucoup plus souvent que ce qui avait été envisagé jusque-là, pouvant parfois constituer une part importante des bombardements. En effet, lors des aurores diffuses continues, l'apport d'énergie induite par les protons représente en moyenne **20 à 25 % de l'énergie apportée par les électrons** [*Strickland et al.*, 1993], pouvant même être majoritaire dans certaines régions de l'ovale [*Basu et al.*, 1987]. C'est pourquoi **la prise en considération des protons dans l'étude des phénomènes auroraux revêt aujourd'hui un caractère nécessaire et indispensable**. La présente étude s'intéresse aux populations de protons précipités dans les zones aurorales et polaires dont l'énergie est comprise entre quelques centaines d'eV et plusieurs centaines de keV.

I. 3 - PREMIERES ETUDES DETAILLEES

A partir des années 1960, parallèlement à la mise en évidence de précipitations de protons dans les régions aurorales, des études ont été entreprises portant sur cette source d'énergie nouvellement découverte et sur son interaction avec l'atmosphère terrestre des hautes latitudes.

L'objectif premier de ces recherches était, et reste encore aujourd'hui, de pouvoir comprendre le mécanisme des aurores, d'expliquer les densités électroniques et les dépôts d'énergie observés et de faire le diagnostic systématique des flux incidents de particules chargées, et cela à partir de l'enregistrement au sol des radiations lumineuses émises par H, N₂ ou O. Il s'agit de déterminer

non seulement la nature du flux précipité - proportions d'électrons et de protons en particulier -, mais aussi la gamme initiale d'énergie de ces particules incidentes, et ce en vue de connaître leur origine. Dans ce but, toute l'attention a été portée sur la caractérisation de la dégradation énergétique des flux de protons : les travaux associés, présentés au § I.3-b, ont permis d'évaluer les émissions lumineuses générées et les électrons produits. Toutefois, quelques études se sont également intéressées à l'élargissement du faisceau incident de protons.

I. 3 - a) Elargissement du faisceau de protons

Le processus d'élargissement du faisceau de protons est communément appelé *spreading*. Au sommet de l'atmosphère, vers 600-800 km d'altitude, le flux incident est constitué uniquement de protons (et d'électrons) qui sont précipités le long des lignes de force du champ magnétique [Jasperse et Basu, 1982] ; à plus basse altitude, ce flux interagit avec les molécules neutres de l'atmosphère de plus en plus dense, par l'intermédiaire de diverses réactions, dont la **réaction de capture** (appelée encore réaction avec échange de charge) :



l'étoile, mise entre parenthèses, désignant un possible état excité.

Ce processus conduit à la production d'un atome d'hydrogène dont le trajet est indépendant du champ magnétique. Les atomes H ainsi générés peuvent ensuite produire des protons selon la réaction d'**arrachement** (ou *stripping*) :



Ces différents processus de changement de charge ont pour résultat d'élargir le faisceau incident de protons dans un plan transverse au champ magnétique, ce qui est illustré sur la *figure I.4*. Ainsi, la largeur du faisceau augmente avec sa pénétration atmosphérique, et cela tant que le libre parcours moyen des atomes d'hydrogène est significatif, c'est-à-dire grand devant la largeur latitudinale du faisceau, sa largeur longitudinale étant alors supposée infinie.

La dispersion transversale d'un faisceau fin injecté le long d'une ligne de force du champ magnétique a été évaluée par une méthode de Monte Carlo [Davidson, 1965] et par une méthode d'approximation ne prenant en compte que le premier segment neutre [Johnstone, 1972]. De la première étude, il est apparu que cette dispersion semble relativement indépendante de l'énergie initiale du faisceau, dans la gamme 5-20 keV, mais qu'elle est sensible au choix de la distribution en angle d'attaque.

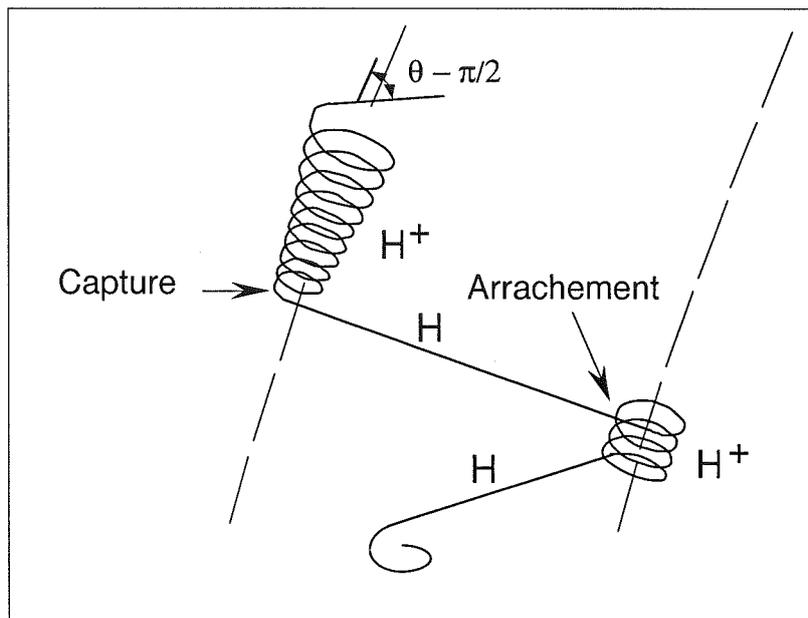


Figure I.4 : Trajectoire d'un proton précipité dans l'atmosphère terrestre. Les protons spiralent le long des lignes de force du champ magnétique avec un angle d'attaque θ ; une fois neutralisés, leur trajectoire s'effectue en ligne droite, indépendamment du champ magnétique.

Reprenant la deuxième méthode d'approximation et comparant leurs résultats avec ceux de la première, *Iglesias et Vondrak* [1974] ont montré que l'élargissement des arcs auroraux est dû principalement au premier trajet neutre du proton - qui a lieu vers 400 km [*Davidson*, 1965] -, ce qui permet de valider leur méthode.

Cette altitude est située bien au-dessus de la région d'équilibre déterminée par *Jasperse et Basu* [1982] et estimée à 300 km environ (cf. § I.4-a). Tant que les particules hydrogénées subissent par collisions des pertes d'énergie, faibles devant leur énergie incidente, seuls les processus de changement de charge sont à prendre en compte : ils conduisent à l'obtention d'un faisceau dont les quantités de protons et d'hydrogène atomique tendent vers des valeurs limites (cf. § I.3-b). Ces valeurs sont supposées être atteintes, à 1 % près, à l'altitude d'équilibre. Certes, cette altitude n'a pas vraiment de réalité physique, mais elle permet de situer une région de transition. Au-dessous de celle-ci, les réactions d'excitation et d'ionisation, dont dépendent la plupart des grandeurs mesurées, affectent de manière significative les particules énergétiques. De ce fait, l'effet majeur de l'**élargissement** dû aux réactions de changement de charge se traduit par une diminution de l'intensité du faisceau en son centre, **dans une région où les pertes d'énergie ne sont pas prépondérantes**, c'est-à-dire dans une région où l'ionisation et l'excitation sont négligeables. En conséquence, dans les équations de transport, il apparaît justifié, en première approximation, de prendre en compte ce processus d'élargissement par

l'introduction d'un facteur global d'atténuation. Ce facteur est appliqué à la valeur initiale du flux au centre du faisceau.

Basu et al. [1990, 1993] et *Shen* [1993] ont utilisé un tel facteur de correction, noté ϵ . Ce dernier permet d'**appliquer une géométrie plane parallèle** et ainsi de simplifier considérablement la résolution des équations de transport que présentent ces auteurs. Toutefois, il entraîne une sous-estimation du flux au-dessus de la région dense, c'est-à-dire au-dessus d'environ 300 km.

Reprenant les travaux d'*Iglesias et Vondrak* [1974], *Jasperse et Basu* [1982] proposent une détermination du facteur ϵ pour un arc auroral supposé d'extension infinie dans la direction est-ouest et de largeur finie dans la direction nord-sud. Pour une aurore typique de protons, de largeur latitudinale 200 km, le coefficient est estimé à 0,75. Dans la présente étude, la prise en compte de l'élargissement se fera par l'intermédiaire d'un tel facteur de correction.

Récemment, par l'emploi d'une méthode de Monte Carlo, *Kozelov* [1993] a étudié, en fonction de l'altitude, l'élargissement d'un faisceau isotropique de protons baignant dans un champ magnétique dipolaire. Pour des flux incidents compris entre 1 et 100 keV, il détermine le profil en altitude du rayon du disque horizontal traversé par 80 % des particules. Il apparaît que le faisceau subit un élargissement significatif jusqu'à 250 km environ.

I. 3 - b) Grandeurs caractéristiques d'une aurore

En haute altitude, un faisceau de protons incident va subir un élargissement transversal au travers de réactions de changement de charge, ce qui a été exposé au paragraphe précédent. Pénétrant dans les couches plus basses de l'atmosphère, le faisceau de protons et d'atomes d'hydrogène commence à se dégrader de manière significative en énergie par collisions de plus en plus nombreuses avec les molécules neutres ambiantes. Ces collisions peuvent conduire à l'ionisation ou l'excitation de particules qui réagissent (H énergétiques ou neutres thermiques ambiants). Un **protoélectron**, électron issu d'une réaction - ionisation ou arrachement - entre une particule hydrogénée et un neutre, peut lui aussi entrer en collision avec des neutres atmosphériques pour les ioniser ou les exciter. Un état excité n'étant pas stable, les molécules atmosphériques ou les atomes d'hydrogène précipités qui ont été excités par ces collisions vont revenir à l'état fondamental, ou du moins à un état d'excitation plus faible, en émettant de la lumière. Ces émissions, ainsi que celles induites par d'autres sources d'énergie, telles que des précipitations simultanées d'électrons, forment les **aurores** qui constituent la forme visible de la dégradation d'un flux incident de protons (et d'électrons). Les diverses études entreprises en vue

de la description, le plus souvent énergétique, de l'interaction d'un flux de protons avec l'atmosphère, sont orientées vers la détermination de **différentes grandeurs caractéristiques des aurores** référencées ici par l'icône **C** :

- le taux de déposition de l'énergie des particules précipitées, et l'altitude maximale de déposition,
- l'énergie totale dépensée par création d'une paire d'électron-ion,
- les profils en altitude de la production et de la densité d'électrons,
- l'intensité d'émission associée à certaines raies typiques des neutres ambiants ou des atomes d'hydrogène précipités...

Plusieurs méthodes ont été développées pour déterminer ces diverses quantités caractéristiques des aurores. Les premières études concernant les précipitations de protons ont été regroupées par *Eather* [1967]. Ces travaux ont été largement motivés par l'observation d'émissions d'hydrogène et leurs décalages Doppler. Le calcul de l'intensité d'émission d'une raie H repose sur la donnée de sections efficaces effectives dépendant des fractions de protons et d'atomes d'hydrogène à l'équilibre de charge, fractions explicitées ci-après. Est aussi proposé le nombre de photons produits par proton d'énergie incidente donnée, après dégradation énergétique complète dans l'atmosphère. Ce nombre a été, par la suite, largement utilisé [*Miller et Shepherd*, 1969 ; *Söraas et al.*, 1974 et 1994]. Toutefois, il est à noter que sa détermination dépend non seulement des fractions à l'équilibre de charge, mais aussi de la densité globale de l'air considéré sous certaines conditions de pression et de température. Or, l'air est un mélange de gaz ; la proportion de chacun d'entre eux, qui varie avec l'altitude, influe sur le nombre de photons émis. Enfin, le nombre de photons produits par proton est fonction de la longueur maximale du parcours d'un proton d'énergie incidente donnée dans ce mélange de gaz, distance difficilement mesurable. Le degré de confiance dans ce paramètre est donc assez faible.

Edgar et al. [1973, 1975] ont adopté l'**approximation dite *continuous slowing down (CSDA)***, en supposant que les particules précipitées sont ralenties continûment dans le milieu. Cette approximation apparaît justifiée par la faible valeur des pertes énergétiques subies par les particules hydrogénées comparées aux énergies incidentes avant une collision (cf. § III.1).

Pour décrire la dégradation énergétique d'un faisceau de protons, des fonctions de perte sont alors introduites : elles représentent la perte d'énergie ΔE subie par une molécule ayant parcouru une distance Δz et associée à un processus collisionnel donné avec un neutre de densité n :

$$L(E) = \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta E}{\Delta z}$$

La fonction L peut être calculée en connaissant, pour chacun des états de charge, la perte d'énergie moyenne et la section efficace associée à un processus donné. A partir de la formule précédente, il est possible de déterminer l'altitude de déposition d'énergie, grandeur caractéristique. Néanmoins, s'il s'agit d'effectuer une simple intégration dans le cas d'une atmosphère à un seul constituant, l'opération apparaît nettement plus délicate dans le cas réel.

Par ailleurs, la détermination d'une fonction de perte associée à chaque état de charge (0 pour H et 1 pour H⁺) n'est pas suffisante ; encore faut-il connaître la proportion de particules énergétiques dans chaque état. N'ayant pas accès à cette donnée, les auteurs s'en remettent au formalisme de changement de charge. Ils introduisent une fonction de perte globale, associée à chaque espèce neutre, obtenue par la somme des fonctions de perte pondérées par les fractions de charge à l'équilibre :

- $\frac{\sigma^{01}(E)}{\sigma^{01}(E) + \sigma^{10}(E)}$ pour les protons,
- $\frac{\sigma^{10}(E)}{\sigma^{01}(E) + \sigma^{10}(E)}$ pour les atomes d'hydrogène,

où σ^{01} et σ^{10} représentent respectivement la section efficace liée aux réactions d'arrachement et celle liée aux réactions de capture. Tant que les pertes énergétiques sont négligeables, le faisceau initialement composé exclusivement de protons va s'enrichir en atomes d'hydrogène *via* les réactions de changement de charge. Les proportions de particules dans chaque état vont alors tendre vers les fractions à l'équilibre définies ci-dessus et illustrées, pour chaque espèce neutre, sur la *figure 1.5* : si, à haute énergie, une forte proportion de protons persiste, l'hydrogène atomique devient majoritaire à plus basse énergie. Bien qu'à haute énergie les fractions soient relativement indépendantes de l'espèce neutre, ce n'est plus vrai à basse énergie : les fractions de charge à l'équilibre vont donc dépendre de la proportion des espèces neutres, ce qui n'est pas pris en compte ici. En effet, les fractions de charge appliquées aux fonctions de perte ne sont fonction que d'une seule espèce neutre.

Face à ces premières tentatives, *Rees* [1982] a introduit une **fonction universelle λ de déposition d'énergie** applicable aux protons d'énergie comprise entre 0,2 et 60 keV et illustrée sur la *figure 1.6*. Cette grandeur est exprimée en fonction de la profondeur

atmosphérique $\zeta = \int_z^\infty \rho(z') \cdot dz'$ en g.cm⁻² où ρ représente la densité de masse dans

Fraction de charge à l'équilibre

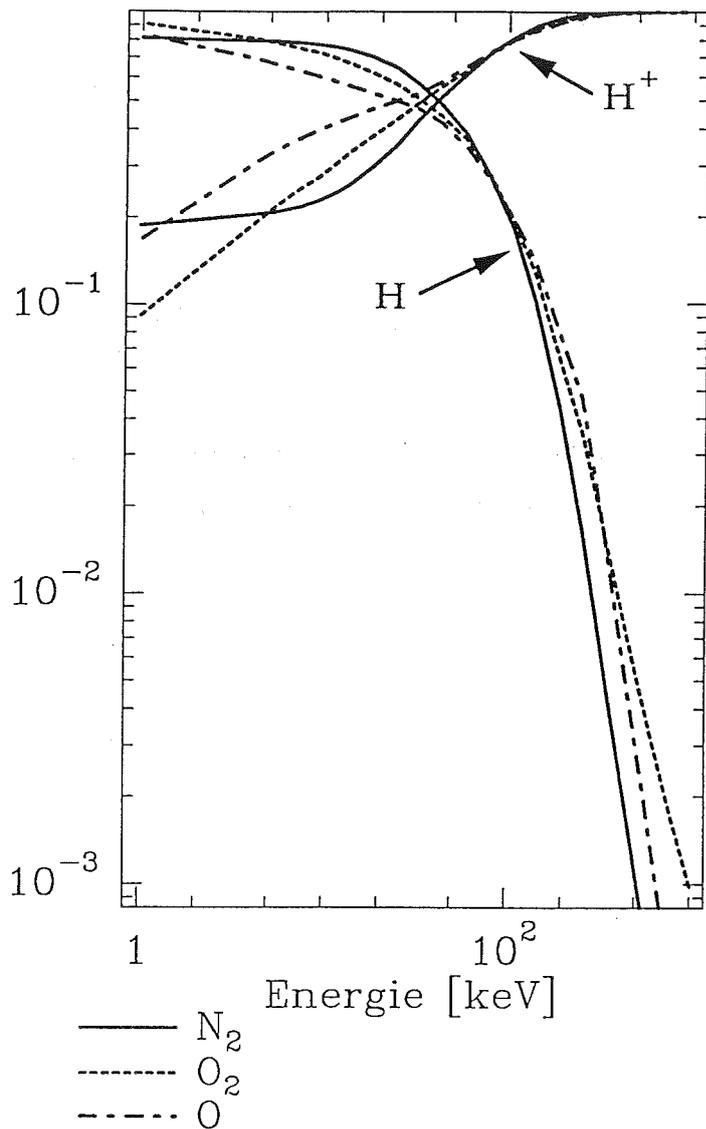


Figure I.5 : Fractions de charge à l'équilibre pour l'état 0 (H) et l'état 1 (H^+) et pour les 3 espèces neutres N_2 , O_2 et O .

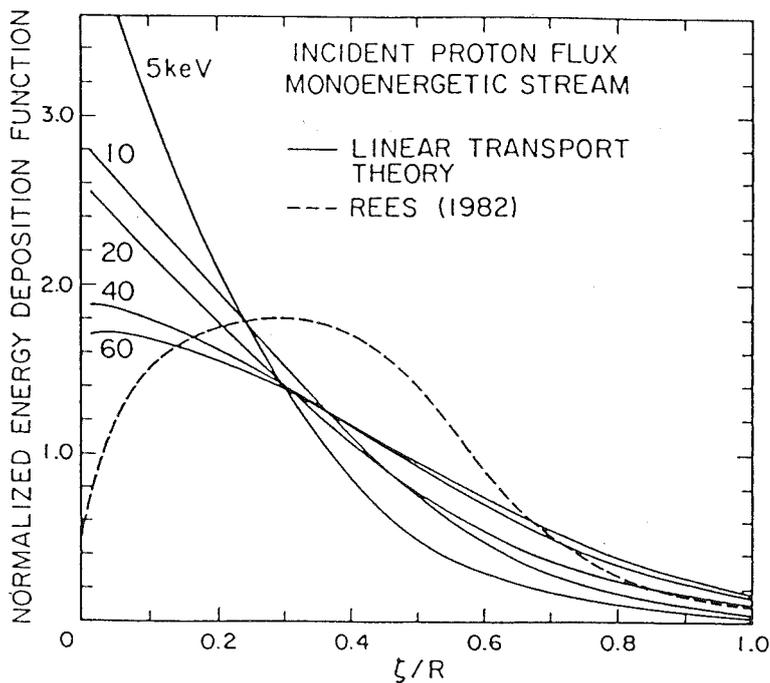


Figure I.6 : Fonction normalisée de déposition d'énergie pour des flux monoénergétiques, en fonction de la profondeur atmosphérique ζ normalisée à la portée R . Les courbes continues ont été obtenues à partir de la résolution des équations de transport [Basu et al., 1987]. La courbe en pointillé représente la fonction utilisée par Rees [1982] pour les protons valable dans la gamme d'énergie 0.2-60 keV.

l'atmosphère, normalisée par un paramètre R appelé portée (ou *range*). Celui-ci est défini comme la profondeur atmosphérique considérée à l'altitude de déposition totale de l'énergie ; il a donc la même dimension que la grandeur ζ et son unité est, le plus souvent, le g.cm^{-2} .

Pour un faisceau incident monoénergétique de protons, *Rees* [1982] déduit de cette fonction de déposition : le taux d'ionisation en fonction de l'énergie des protons incidents, le taux de production des protoélectrons en fonction de leur énergie, ainsi que les taux d'excitation volumique liés à différentes émissions optiques. Il est à noter que, pour déterminer le taux de production des électrons, *Rees* [1982] n'a pris en compte que les réactions d'ionisation, et n'a pas considéré les réactions d'arrachement. De plus, ses calculs dépendent de l'énergie perdue par paire d'électron-ion produits, grandeur qu'il suppose constante et égale à 35 eV. Ce qui limite le plus la portée de cette étude, c'est que tous les résultats reposent sur la fonction de déposition λ dont l'obtention n'est pas précisée. La crédibilité d'une telle fonction, indépendante de l'énergie des particules précipitées, est définitivement anéantie au vu de la comparaison avec les résultats obtenus par *Basu et al.* [1987] - après résolution des équations de transport (cf. § I.4-a) -, comme en témoigne la *figure I.6*.

Parallèlement à ces études, une autre voie d'investigation, reposant sur la **méthode de Monte Carlo**, a été explorée par *Porter et Green* [1975] et, plus récemment, par *Kozelov et Ivanov* [1992, 1994], *Kozelov* [1993] et *Kozelov et Kozelova* [1994]. Toutes ces études ne concernent que des flux monoénergétiques de protons ; les deux premières sont appliquées à une atmosphère constituée uniquement d'azote.

Contrairement à l'approximation CSDA exposée précédemment, la méthode de Monte Carlo tient compte de la nature discrète et stochastique des pertes d'énergie que sont les quantités estimées. La distance parcourue entre deux collisions inélastiques, ainsi que la redistribution angulaire lors d'une collision, sont gouvernées par des lois de probabilité. Par l'utilisation d'un algorithme du type "collision par collision", l'histoire de chaque particule, c'est-à-dire de ses dégradations successives, est déterminée. L'inconvénient d'une telle méthode réside dans le choix d'un nombre suffisant de particules à étudier pour que le résultat soit représentatif de la réalité.

Il convient de noter que, d'après *Kozelov et Ivanov* [1992], l'influence des diffusions angulaires par rapport à la "diffusion vers l'avant" apparaît négligeable sur des quantités intégrées telles que la fonction de déposition en énergie ; toutefois, l'effet direct sur les flux n'est pas précisé. De plus, *Kozelov et Ivanov* [1994] ont montré que la perte d'énergie totale déposée par création d'une paire d'électron-ion, fonction de l'énergie caractéristique du flux incident, varie de 30 à 36 eV pour des énergies caractéristiques supérieures à 1 keV. Elle n'est donc pas constante comme l'avait supposé *Rees* [1982].

I. 4 - RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT

Pour décrire la dégradation d'un faisceau incident de protons et son interaction avec l'atmosphère, l'étude la plus complète consiste à déterminer les flux de protons et d'atomes d'hydrogène au cours de leur trajet dans l'atmosphère terrestre. Cette détermination est rendue possible par la résolution des équations de transport, l'une associée aux protons et l'autre liée aux atomes d'hydrogène : les deux équations sont couplées par les réactions de changement de charge explicitées au § I.3-a. Ces équations de transport sont du type Boltzmann ; elles seront démontrées et développées au chapitre II dans le cas général d'un système dissipatif, et leur résolution est proposée au chapitre III. Seule leur forme simplifiée sera donnée au cours de ce paragraphe.

Les flux de protons et d'atomes d'hydrogène sont notés respectivement I_P et I_H . Ces flux sont fonction : de l'altitude s prise le long d'une ligne de force du champ magnétique, de l'énergie E , et de l'angle d'attaque des particules énergétiques - angle entre le vecteur vitesse d'une particule et le vecteur champ magnétique - et qui est représenté par son cosinus μ . Ils sont indépendants du temps, l'hypothèse de stationnarité étant admise. Ils sont en général exprimés en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$. Le terme de *flux* sera tout aussi bien utilisé par la suite pour désigner les grandeurs $I(s, E, \mu)$, que celles intégrées en énergie ou en angle. Si une ambiguïté existe, un terme plus adéquat sera toutefois employé.

Connaître ces flux va permettre de calculer nombre de *quantités caractéristiques des aurores* que les chercheurs avaient essayé de déterminer directement jusqu'alors. Ces quantités sont le plus souvent mesurables et peuvent ainsi être utilisées en tant qu'outils de diagnostic pour déduire le spectre des particules incidentes précipitées. Parmi ces quantités, citons en quelques-unes :

C

- ◆ le flux hémisphérique et le flux projeté :

$$2\pi \cdot \int d\mu \cdot (I_P + I_H) \quad \text{et} \quad 2\pi \cdot \int d\mu \cdot \mu \cdot (I_P + I_H) \quad \text{en } \text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$$

- ◆ le taux de déposition d'énergie :

$$- 2\pi \cdot \int dE \cdot \int d\mu \cdot E \cdot \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I_P + I_H) \quad \text{en } \text{eV} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

- ◆ le taux d' "ionisation" volumique ou taux de production électronique :

$$\sum_k n_k(s).2\pi. \int dE. \int d\mu. \left\{ \sigma_{k,P}^{\text{ioni}}(E). I_P + \left(\sigma_{k,H}^{\text{ioni}}(E) + \sigma_k^{01}(E) \right). I_H \right\} \quad \text{en cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$$

où n_k représente la densité de l'espèce neutre k ,

$\sigma_{k,X}^{\text{ioni}}$, la section efficace totale d'ionisation de l'espèce neutre k par l'espèce énergétique X ,

σ_k^{01} , la section efficace associée à la réaction d'arrachement (cf. § I.3-a, **R2**).

Les réactions considérées ici sont liées aux collisions de type ionisation ou arrachement, conduisant à la production d'un électron. Le taux d'ionisation volumique, qui ne dépend que de l'altitude, est représentatif de la production totale des protoélectrons par collision de protons ou d'atomes d'hydrogène avec des molécules neutres atmosphériques.

Par ailleurs, il est possible de déduire de ce taux la perte d'énergie totale par particule énergétique et par création d'une paire électron-ion [Basu *et al.*, 1993] : cette quantité, encore appelé "**eV per electron-ion pair**", a souvent été au centre des études antérieures [Edgar *et al.*, 1973 et Kozelov *et Ivanov*, 1994]. Par conséquent, sa détermination à partir de la donnée des flux de protons et d'atomes d'hydrogène permet une comparaison avec les estimations directes qui ont été effectuées antérieurement.

- ◆ le **taux de production des protoélectrons** exprimé en fonction de l'énergie E_e des électrons éjectés et de l'altitude :

$$\sum_k n_k(s).2\pi. \int dE. \int d\mu. \left\{ \sigma_{k,P}^{\text{ioni}}(E, E_e). I_P + \left(\sigma_{k,H}^{\text{ioni}}(E, E_e) + \sigma_k^{01}(E, E_e) \right). I_H \right\}$$

en $\text{cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{eV}^{-1}$

Ce taux est très utile, car il permet de tenir compte des précipitations de protons dans l'équation de transport des électrons, équation dans laquelle il apparaît en tant que source externe. Grâce à un code couplé, il est possible d'obtenir le taux global de production des électrons (cf. § VI.3). La donnée de ce taux permet ensuite, *via* un coefficient de recombinaison [Wickwar *et al.*, 1975 ; Vondrak and Baron, 1976] ou un modèle de chimie complet, de calculer le profil de densité électronique, grandeur mesurable par radar.

- ◆ le **taux d'excitation volumique** lié à l'excitation par une particule énergétique X - P ou H - d'une espèce neutre de densité n_k dans un état ee donné, dont la section efficace associée est notée $\sigma_{k,X}^{\text{exc ee}}$:

$$n_k(s). 2\pi. \int dE \int d\mu. \sigma_{k,X}^{exc\ i\ ee}(E). I_X(s, E, \mu) \quad \text{en cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$$

De ce taux, peut être déduit le taux d'émission volumique caractéristique des aurores.

Toutes les résolutions des deux équations de transport couplées des protons et des atomes d'hydrogène qui sont proposées dans la littérature, ont été réalisées dans le cadre restrictif des *hypothèses* suivantes référencées par l'icône **H** :

- l'élargissement du faisceau n'a été pris en considération que par l'intermédiaire du **facteur de correction** ϵ introduit au § I.3-a [*Jasperse et Basu*, 1982]. Il représente le rapport entre l'intensité au centre du faisceau au sommet de l'atmosphère et celle considérée à une altitude plus basse, à partir de laquelle l'élargissement du faisceau devient négligeable. Cette approximation permet d'appliquer une géométrie plane parallèle le long d'une ligne de force du champ magnétique et ainsi de simplifier l'équation de transport par l'utilisation d'une seule coordonnée d'espace.

- toute **redistribution angulaire** lors d'une collision a été **négligée** ; il s'agit de l'approximation de diffusion vers l'avant (*forward scattering*). Seules les collisions inélastiques sont prises en compte : ionisation, excitation et réactions de changement de charge, c'est-à-dire réaction de capture et réaction d'arrachement (cf. § I.3-a, **R1** et **R2**). Cette hypothèse conduit à ne pas prendre en considération les réactions de diffusion élastique, au cours desquelles une particule hydrogénée peut subir une perte significative d'énergie (cf. § III.1).

- les différents **processus** de dégradation durant l'aurore sont supposés **stationnaires** : les fréquences de collisions étant de l'ordre de 1 à 100 s⁻¹, le temps caractéristique de ces processus est très nettement inférieur aux durées des perturbations de l'atmosphère variant de quelques minutes à quelques heures,

- le **champ électrique macroscopique** n'est **pas considéré**. Toutefois, durant certaines aurores, il peut ne pas être négligeable et engendrer des perturbations de l'ionosphère : les particules chargées subissent alors des forces supplémentaires. Inclure le champ électrique macroscopique entraîne la prise en considération de termes supplémentaires, ce qui complique le modèle.

- l'**effet de miroir magnétique**, exercé sur les protons, n'a **pas été pris en compte**, à l'exception de l'étude effectuée par *Shen* [1993]. Cet effet a pour origine le

resserrement des lignes de force du champ magnétique ; il se manifeste par la réflexion, vers les hautes altitudes, de protons d'angle d'attaque élevé. Il est exposé au § II.4.

Compte tenu de ces différentes hypothèses, les deux *équations de transport* décrivant l'évolution du flux I_P de protons et du flux I_H d'atomes d'hydrogène prennent la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 \diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_P(s, E, \mu) &= - \sum_k n_k(s) \cdot \sigma_{k,P}^T(E) \cdot I_P(s, E, \mu) \\
 &+ \sum_k \sum_{pr=ioni,exci} n_k(s) \cdot \int_{>E} \sigma_{k,P}^{pr}(E' \rightarrow E) \cdot I_P(s, E', \mu) \cdot dE' \\
 &+ \sum_k n_k(s) \cdot \int_{>E} \sigma_k^{01}(E' \rightarrow E) \cdot I_H(s, E', \mu) \cdot dE' \quad (I.1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_H(s, E, \mu) &= - \sum_k n_k(s) \cdot \sigma_{k,H}^T(E) \cdot I_H(s, E, \mu) \\
 &+ \sum_k \sum_{pr=ioni,exci} n_k(s) \cdot \int_{>E} \sigma_{k,H}^{pr}(E' \rightarrow E) \cdot I_H(s, E', \mu) \cdot dE' \\
 &+ \sum_k n_k(s) \cdot \int_{>E} \sigma_k^{10}(E' \rightarrow E) \cdot I_P(s, E', \mu) \cdot dE' \quad (I.2)
 \end{aligned}$$

Le premier terme du membre de droite représente l'« absorption » des particules - protons ou atomes d'hydrogène - d'énergie E , au cours d'ionisations, d'excitations ou de réactions de changement de charge. Le deuxième terme explicite la « production » de particules énergétiques à partir d'ionisations ou d'excitations induites par l'absorption de particules du même type mais d'énergie supérieure. Il faut souligner qu'il ne s'agit pas de l'absorption ou de la production de particules en tant que telle, mais de la dégradation énergétique de particules : il y a transfert de flux de l'énergie E' vers l'énergie E . Le troisième terme exprime la production de particules énergétiques à partir des réactions de changement de charge. L'indice 01 est lié à la réaction d'arrachement conduisant à la production d'un proton après collision d'un atome d'hydrogène avec une molécule neutre atmosphérique (cf. § I.3-a, **R2**) ; l'indice 10 est associé à la réaction de capture au cours de laquelle un proton réagit avec une molécule neutre de l'atmosphère pour produire un atome d'hydrogène (cf. § I.3-a, **R1**). L'origine de ces différents termes et leur signification plus approfondie sont développées au chapitre II, en particulier au § II.3.



Comme *conditions aux limites*, le flux au sommet de l'atmosphère - estimé à 600 km - est descendant, dirigé vers les basses altitudes et choisi isotrope. De plus, il est supposé être constitué exclusivement de protons : le flux incident d'hydrogène est donc nul. Par ailleurs, aucune source externe issue des couches inférieures n'est considérée.

En général, la forme choisie pour le flux incident de protons est une maxwellienne d'énergie caractéristique comprise entre 4 et 20 keV et de flux total d'énergie de l'ordre de $0,5 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ [Basu et al., 1990, 1993] ; ce choix est en accord avec les observations faites à bord de NOAA 6 [Basu et al., 1987]. Les valeurs ainsi obtenues pour le flux sont pondérées par le facteur de correction ϵ permettant de tenir compte de l'élargissement du faisceau à haute altitude [Jasperse et Basu, 1982] (cf. § I.3-a).

Les hypothèses précédentes étant admises et les conditions aux limites choisies, il est à noter que les **flux** à toute altitude et à toute énergie sont **dirigés vers le bas** ; c'est pourquoi l'intégration sur le cosinus de l'angle d'attaque n'est effectuée que de -1 à 0. De plus, toute **particule** énergétique, qui ne subit aucune redistribution angulaire, **conserve son angle d'attaque initial** durant son parcours dans l'atmosphère.

Les diverses résolutions proposées dans la littérature des deux équations de transport couplées sont exposées succinctement et comparées dans les paragraphes suivants.

I. 4 - a) Solutions analytiques

$$\int \frac{\partial}{\partial \sigma} (f(s, E, \mu))$$

Jasperse et Basu [1982] sont les premiers à avoir apporté une solution aux équations couplées de transport des protons et des atomes d'hydrogène. En plus des hypothèses précédemment citées **H**, ils considèrent une **atmosphère à un seul constituant**, pondérant les différentes sections efficaces totales par la concentration relative des trois espèces atmosphériques majoritaires (N_2 , O_2 et O). De plus, ils négligent l'ionisation due aux protoélectrons, qui peuvent parfois jouer un rôle important dans l'ionisation et l'excitation des neutres atmosphériques. Enfin, ils prennent les mêmes sections efficaces pour les protons et les atomes d'hydrogène, approximation plus ou moins justifiable selon les espèces neutres et le type de collision.

Ils présentent leurs travaux en plusieurs étapes, partageant l'atmosphère en deux régions :

- une région de haute altitude, située entre 300 et 600 km, où seules les réactions de changement de charge sont prises en compte et les pertes d'énergie négligées. Au travers de ces réactions, le faisceau, initialement isotrope et constitué exclusivement de protons, va perdre son isotropie : plus l'angle d'attaque est proche de 90° , plus le trajet de la particule est grand dans une couche d'atmosphère donnée et, par conséquent, plus importante est la dégradation énergétique dans cette couche. Ceci est pris en compte par la présence du cosinus μ devant la dérivée en s dans les équations (I.1) et (I.2). Par ailleurs, le flux précipité va devenir un flux de protons et d'hydrogène atomique dont les proportions respectives tendent vers une valeur limite dite d'équilibre de charge (cf. § I.3-b).

- une région de plus basse altitude, où l'ensemble des réactions inélastiques sont prises en compte ; toutefois, la **perte discrète d'énergie** est moyennée, estimée à **28 eV** quels que soient le processus et l'espèce énergétique considérés **H**. Cette hypothèse simplifiant la résolution est loin d'être en accord avec la réalité : la perte d'énergie subie par une particule énergétique lors d'une collision dépend du processus, de l'espèce neutre et parfois de l'énergie incidente de la particule, avec des augmentations importantes à haute énergie.

L'altitude limite entre ces deux régions, appelée altitude d'équilibre, est définie comme l'altitude à laquelle les flux de protons et d'atomes d'hydrogène s'équilibrent, avant de subir des dépositions significatives d'énergie. Pour l'estimer, *Jasperse et Basu* [1982] calculent l'altitude à laquelle le flux hémisphérique de protons moyenné en angle, pris à une énergie moyenne, est égal à la valeur asymptotique d'équilibre, à 1 % près. L'altitude d'équilibre dépend du flux incident : elle est de l'ordre de 300 km.

Pour déterminer les flux en protons et en hydrogène atomique dans la région la plus basse, la **résolution des équations de transport**, linéaires en altitude, est réalisée en plusieurs étapes :

- calcul de la solution de l'équation homogène associée et d'une solution particulière par la méthode de variation de la constante ; ceci conduit à l'obtention d'une solution analytique pour chaque flux, contenant une intégrale en τ , variable sans dimension représentant la profondeur de diffusion et remplaçant l'altitude.

- détermination, par la méthode dite à "diffusion multiple", du flux total défini comme la somme des deux solutions analytiques précédemment calculées,

- obtention de chacun des flux à partir de leur forme analytique et de la valeur du flux total.

Les *solutions* obtenues sont *analytiques* dans le sens où elles ne sont pas tributaires d'une grille d'altitude, d'énergie ou d'angle, comme les solutions exposées au § I.4-b suivant.



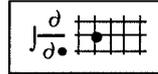
Dans la région de basse altitude, les conditions aux limites choisies à l'altitude supérieure sont les flux descendants isotropes et à l'équilibre. Lorsque les flux combinés de protons et d'atomes d'hydrogène pénètrent plus profondément dans l'atmosphère, perdant de l'énergie *via* des collisions avec les neutres, la distribution en angle devient anisotrope. Cela est dû au fait que les particules de "faible" angle d'attaque (proche de 180°) peuvent pénétrer plus profondément dans l'atmosphère en subissant une perte plus faible d'énergie. D'après les résultats obtenus, il apparaît nettement que le degré d'anisotropie augmente avec l'énergie des particules. Ces résultats sont semblables à ceux d'*Henriksen* [1979], valables pour des distributions isotropes monoénergétiques et en loi de puissance.

Basu et al. [1987] et *Senior et al.* [1987] proposent une *comparaison* de profils de densité électronique mesurés par le radar de Chatanika en Alaska, avec les résultats obtenus grâce au code développé par *Jasperse et Basu* [1982]. Pour cela, ils prennent comme conditions aux limites des mesures de flux incidents de particules énergétiques enregistrées par les satellites Dynamics Explorer 2 et NOAA 6, vers 800 km pour ce dernier, au même moment et dans la même région. La partie de la manipulation qui a été exploitée correspond à une période durant laquelle les protons semblent représenter la source d'énergie prédominante.

Par la donnée d'un coefficient de recombinaison, la densité électronique en région E peut être déduite du taux de production d'électrons, déterminé à partir des flux obtenus par le code de transport. **Les profils de densité ainsi calculés sont**, en forme et en magnitude, relativement **comparables aux mesures radar**. Selon *Basu et al.* [1987], la sous-estimation du modèle théorique concernant le pic de densité provient probablement de celle du flux incident mesuré par le satellite et pris comme conditions aux limites de l'équation de transport des protons. Les différentes hypothèses appliquées et précisées ci-dessus, ainsi que la non-prise en compte des précipitations d'électrons - bien qu'apparemment minoritaires - doivent y contribuer aussi généreusement !

Les solutions numériques exposées au paragraphe suivant § I.4-b, nécessitant des hypothèses moins restrictives, vont permettre d'étudier la validité des approximations faites par *Jasperse et Basu* [1982], en particulier celles concernant une atmosphère à un seul constituant et une perte d'énergie universelle subie par les particules hydrogénées lors d'une collision.

I. 4 - b) Solutions numériques



Basu et al. [1990] proposent des *solutions numériques* aux deux équations de transport décrivant la dégradation d'un faisceau incident de protons. **H** Seules les hypothèses précisées au début du § I.4 - concernant en particulier l'utilisation d'une géométrie plane et l'approximation d'une "diffusion vers l'avant" - ont été retenues.

Contrairement à l'analyse faite par *Jasperse et Basu* [1982], *Basu et al.* [1990] appliquent le traitement numérique à l'atmosphère dans son entier sans la partager en plusieurs régions. Leur résolution repose sur la méthode de variation de la constante : détermination de la solution de l'équation homogène associée, puis d'une solution particulière de l'équation générale, différentielle en s . La solution complète est obtenue en choisissant, comme condition aux limites, un flux incident maxwellien de protons, pondéré par le facteur de correction ϵ , comme cela a été précisé au début de § I.4.

Les solutions complètes ainsi déterminées et représentant les flux de protons et d'hydrogène atomique à une altitude, à une énergie et à un angle d'attaque donnés, sont dépendantes des valeurs des flux à un même angle d'attaque, mais à une altitude et à une énergie plus élevées. Par conséquent, une interpolation, que *Basu et al.* [1990] choisissent linéaire, est applicable pour calculer les flux de protons et d'hydrogène atomique en chaque point d'une grille d'altitude et d'énergie et pour chaque valeur de l'angle d'attaque : le calcul est effectué selon les altitudes décroissantes en commençant au sommet de l'atmosphère et, à une altitude donnée, des énergies les plus élevées vers les plus basses. Les solutions obtenues sont donc purement numériques et la stabilité du calcul est réalisé en augmentant le nombre de points sur la grille d'énergie et d'altitude, jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de changements significatifs des résultats numériques. Par ailleurs, la validité de la résolution proposée est assurée par le contrôle de la conservation d'énergie et du nombre de particules. Toutefois, ces contrôles ne vérifient que la conservation numérique, et non la conservation physique (cf. § IV.3-a).

Basu et al. [1990] **comparent leurs résultats numériques à ceux fondés sur des solutions analytiques** et précédemment exposés au § I.4 a [*Jasperse et Basu*, 1982]. En ajoutant dans leur programme toutes les approximations faites par *Jasperse et Basu* [1982], les résultats numériques sont en parfait accord avec les résultats analytiques.

Dans un deuxième temps, ils exécutent leur programme sans les approximations supplémentaires ; ils comparent les résultats numériques et analytiques obtenus pour le **taux de**

déposition d'énergie. Les solutions analytiques étant calculées avec une perte d'énergie universelle W , celle-ci est parfois sous-estimée et les particules énergétiques pénètrent plus profondément qu'elles ne le font dans le code numérique. Une valeur plus adéquate pour W et dépendante de l'énergie caractéristique de la maxwellienne, choisie comme condition aux limites au sommet de l'atmosphère, peut être déterminée pour un meilleur accord entre les taux de déposition d'énergie analytique et numérique. Toutefois, cette amélioration des résultats analytiques n'est significative qu'en basse altitude, au-dessous de 160 km. Aux altitudes supérieures, des différences existeront toujours entre les résultats numériques et analytiques : elles sont dues à l'approximation faite par *Jasperse et Basu* [1982] concernant une atmosphère à un seul constituant.

Les **flux hémisphériques de protons et d'atomes d'hydrogène**, moyennés en angle, et calculés par les deux méthodes, sont aussi comparés dans la région basse considérée par *Jasperse et Basu* [1982], soit au-dessous de 300 km. Il apparaît que, pour ce qui concerne les solutions analytiques, les particules de haute énergie pénètrent plus profondément qu'elles ne devraient, alors que celles de basse énergie sont stoppées à des altitudes trop élevées. Ces différences observées sur les flux calculés proviennent principalement des conditions aux limites considérées pour la détermination des solutions analytiques. En effet, dans le cadre de cette dernière, les flux incidents pris au sommet de la région basse sont ceux correspondant à l'équilibre de charge. Or, les valeurs de ces flux sont différentes si l'atmosphère n'est plus considérée à un seul constituant, mais à plusieurs : elles dépendent alors de l'altitude. De plus, *Jasperse et Basu* [1982] ont pris les mêmes sections efficaces, indifféremment pour les protons et les atomes d'hydrogène, ce qui n'est justifié que sur un domaine limité de la gamme d'énergie considérée. Le programme élaboré par *Basu et al.* [1987] évite toutes ces approximations nécessitées pour l'obtention de solutions analytiques ; de ce fait, les résultats numériques obtenus pour les flux de particules énergétiques sont plus réalistes.

Jusqu'au début des années 1990, les résolutions des équations de transport proposées dans la littérature étaient appliquées à un flux incident soit d'électrons, soit de protons. *Basu et al.* [1993] sont les premiers à développer un *traitement auto-cohérent des aurores combinées d'électrons, de protons et d'atomes d'hydrogène*. L'ionisation par des électrons secondaires produits par les protons et les atomes d'hydrogène est prise en compte, leur taux de production étant inclus, comme source externe, dans l'équation de transport des électrons. Un tel traitement permet une modélisation plus précise des aurores diffuses, en particulier autour de minuit : c'est la période durant laquelle les ovals auroraux liés aux électrons et aux protons coïncident le mieux et durant laquelle le flux d'énergie transporté par les protons représente en moyenne 25 % de celui apporté par les électrons. Ceci explique l'importance de prendre en considération les précipitations combinées électron-proton.

La résolution numérique proposée par *Basu et al.* [1993] des équations de transport des protons et des atomes d'hydrogène est identique à celle développée par *Basu et al.* [1990], avec les mêmes hypothèses et les mêmes conditions aux limites. Toutefois, *Basu et al.* [1993] ont appliqué un développement au premier ordre en série de Taylor à la perte d'énergie liée à un processus et à une espèce précipitée donnés, cette perte d'énergie changeant lentement par rapport à l'énergie de la particule incidente ; dans le programme antérieur, ils n'avaient considéré que l'ordre zéro.

Strickland et al. [1993] exposent les *résultats* obtenus à partir du modèle développé par *Basu et al.* [1993]. Ils ont tout d'abord étudié les aurores engendrées par un flux pur d'électrons ou par un flux pur de protons. Un résultat important a été mis en évidence : le **flux d'électrons produit par les protons et les atomes d'hydrogène est moins énergétique que celui produit par les électrons précipitants**. En relation avec cette différence, il apparaît que certaines émissions sont issues d'excitations d'origine différente selon le type d'aurore ; ainsi, l'émission N_2 337,1 nm est produite entièrement par les électrons secondaires lors d'une aurore pure d'électrons, alors que, pour une aurore induite par un flux de protons, la contribution des électrons secondaires à l'excitation peut être du même ordre que celle des protons et des atomes d'hydrogène.

Dans le cas d'un flux incident pur de protons, *Strickland et al.* [1993] ont déduit, des flux de protons et d'atomes d'hydrogène, la **perte d'énergie par paire d'électron-ion créée**. Celle-ci est dépendante de l'énergie caractéristique E_0 de la maxwellienne choisie pour modéliser le flux incident de protons. Sa valeur est comprise entre 26 et 31 eV pour E_0 choisi entre 2 et 20 keV, valeurs légèrement plus faibles que celles proposées par *Kozelov et Ivanov* [1994]. La forme générale de la courbe représentant la perte d'énergie par paire d'électron-ion créée en fonction de l'énergie est semblable à celle d'*Edgar et al.* [1973] et la magnitude est comparable. D'après *Strickland et al.* [1993], la faible différence qui existe pourrait provenir de celle entre les flux incidents, flux pris maxwellien pour *Strickland et al.* [1993] et monoénergétique pour *Edgar et al.* [1973] ; elle pourrait aussi être induite par la différence entre les distributions en énergie des sections efficaces de production des protoélectrons considérées dans les deux études. Cette différence doit aussi être due aux approximations faites par *Edgar et al.* [1973], telles que la considération d'une fonction de perte globale pondérée par les fractions de H^+ et H à l'équilibre de charge pris indépendant de l'altitude.

Strickland et al. [1993] ont aussi utilisé le programme de protons, couplé à un code de transport d'électrons, dans le cadre d'une aurore combinée, induite par un flux d'électrons et de protons. L'apport d'énergie d'un flux de protons représente en moyenne 25 % de celui d'un

flux incident d'électrons ; or, lorsque le flux de protons n'est pas considéré, les taux d'ionisation ou de certaines émissions peuvent être sous-estimés du même pourcentage, soit de 25 %.

Le programme développé par *Basu et al.* [1993] fournit la première solution auto-cohérente des trois équations de transport couplées pour les électrons, les protons et les atomes d'hydrogène. Les conservations du nombre de particules et de l'énergie ont été vérifiées et les résultats concernant les flux purs d'électrons ou de protons sont comparables à ceux des modèles antérieurs. Néanmoins, les résultats théoriques obtenus ne font l'objet d'**aucune comparaison avec des mesures** de flux, depuis des satellites ou des fusées, ou avec des mesures radar du profil de densité électronique.

A partir des flux de particules hydrogénées calculés par *Basu et al.* [1990, 1993], peuvent être déduits les taux d'excitation et d'émission des neutres ambiants et des atomes d'hydrogène. Toutefois, la limite d'énergie considérée dans les intégrales impliquant les particules hydrogénées est fixée à 1 keV. Or, les sections efficaces d'émission des raies de Balmer de l'hydrogène sont importantes au-dessous du keV. Par conséquent, les modèles proposés par *Basu et al.* [1990, 1993] ne peuvent pas être employés pour prédire les émissions optiques des atomes d'hydrogène. L'extension de la grille d'énergie liée aux protons présente certaines difficultés : il faut non seulement examiner la validité de l'approximation de "diffusion vers l'avant" à basse énergie, mais aussi opter pour un autre type de grille. En effet, la grille d'énergie utilisée par *Basu et al.* [1990, 1993] est uniformément espacée : l'étendre aux basses énergies implique de choisir un espacement plus faible, ce qui conduit à un nombre considérable de niveaux.

En vue d'expliquer les émissions optiques des raies de l'hydrogène atomique dans les régions aurorales, *Shen* [1993] a développé un programme de résolution des deux équations de transport couplées en utilisant une grille d'énergie pour les protons et atomes d'hydrogène dont l'espacement dépend de l'énergie et qui s'étend de 0,1 à 1000 keV. Contrairement à *Basu et al.* [1993], qui ne peuvent modéliser aucun flux ascendant et, par là même, les décalages vers le rouge (cf. § I.1-b), *Shen* [1993], bien qu'admettant l'approximation de "diffusion vers l'avant", a pris en considération le terme de **miroir magnétique**. Pour cela, il a résolu la dérivée du flux en altitude, en appliquant la méthode des différences finies, méthode qui n'est que d'ordre 1. Par ailleurs, il ne précise pas le modèle d'atmosphère choisi et la méthode de résolution n'est que trop peu détaillée. Toute comparaison avec ce code semble donc vaine, l'origine de différences s'ouvrant sur un large spectre de possibilités.

Il apparaît que l'effet miroir ne peut être négligé, permettant d'expliquer en partie les

émissions aurales d'hydrogène et leurs décalages Doppler vers le rouge. Toutefois, pour comparer ses résultats aux mesures, *Shen* [1993] a effectué une convolution entre le profil théorique des raies d'émission et la réponse impulsionnelle de l'instrument de mesure ; il a obtenu des émissions des raies de Balmer décalées vers le rouge et comparables à celles observées, en choisissant une résolution suffisamment faible pour l'instrument de mesure. Il est à regretter que l'auteur n'ait donné aucune justification dans ce domaine.

Par ailleurs, la réflexion des protons due à l'effet miroir est prépondérante en haute altitude, tandis que l'hydrogène est excité majoritairement dans la basse atmosphère [*Shen*, 1993]. L'effet miroir ne doit donc pas être le seul processus à l'origine du décalage des émissions d'hydrogène vers le rouge ; les collisions que subissent les particules énergétiques dans les régions de basses altitudes pourraient engendrer des redistributions angulaires significatives, non prises en compte par *Shen* [1993].

Après cette vue générale concernant les différents travaux entrepris sur les précipitations de protons, la présente étude se propose de résoudre le système d'équations de transport couplées, permettant de décrire la dégradation d'un flux incident de protons. Sera ensuite envisagée l'analyse de différentes quantités caractéristiques des aurores, outils de diagnostic des flux précipités au sommet de l'atmosphère terrestre. Une telle analyse peut aussi permettre de mieux comprendre le mécanisme des aurores et d'expliquer à la fois les densités électroniques, les dépôts d'énergie et les émissions observées. Cependant, avant d'exposer la méthode de résolution choisie, il apparaît important de connaître l'origine des équations de transport associées aux protons et aux atomes d'hydrogène, aussi bien qu'aux électrons précipités, et de comprendre la signification de chacun des termes qui les composent.

CHAPITRE II

CHAPITRE II

EQUATION DE TRANSPORT

II. 1 - ORIGINE DE L'EQUATION DE TRANSPORT.....	59
II. 2 - DE L'EQUATION DE TRANSPORT EN f A CELLE EN I	67
II. 3 - SOURCES INDIRECTES.....	76
II. 4 - MIROIR MAGNETIQUE.....	81

CHAPITRE II

EQUATION DE TRANSPORT

II. 1 - ORIGINE DE L'EQUATION DE TRANSPORT

Pour décrire le comportement d'un corps macroscopique, c'est-à-dire un corps composé d'une très grande quantité de particules, il est nécessaire de faire appel à la physique statistique. Pour étudier la dégradation des plasmas chauds d'électrons ou de protons précipités dans l'atmosphère terrestre, il est suffisant de se restreindre à la statistique classique de Boltzmann.

En premier lieu, il faut définir l'espace dans lequel, à chaque instant, l'état du système peut être représenté. Dans un système composé d'un très grand nombre N de particules identiques - numérotées de 1 à N -, chaque particule est repérée par trois coordonnées d'espace et trois coordonnées de vitesse. Ces différentes coordonnées permettent ainsi de définir un espace : il s'agit de l'espace des phases à $6N$ dimensions, s étant le nombre de degrés de liberté, égal à 3 dans le présent problème. L'état (ou phase) du système est défini, à tout instant, par l'ensemble des vecteurs positions des N particules et l'ensemble des vecteurs vitesses associés, autrement dit par la donnée d'un point dans l'espace des phases à $6N$ dimensions. Comme N est très grand, il n'est pas possible de connaître au cours du temps la position exacte de chaque particule et donc l'état du système.

Le recours à la physique statistique permet de prévoir le comportement du système en étudiant la probabilité de le trouver, à un instant donné, dans un état donné, c'est-à-dire en un point donné dans l'espace des phases à $6N$ dimensions. Sous certaines conditions, il est possible de définir les différentes fonctions statistiques permettant de décrire l'évolution du système sur un espace plus réduit, l'espace des phases à 6 dimensions constitué d'un vecteur position \vec{r} et d'un vecteur vitesse \vec{v} . Les particules doivent alors être supposées non corrélées, ce qui est valable pour des plasmas chargés à faible densité, tel le vent solaire de densité 5 cm^{-3} . La probabilité de trouver la particule 1 dans l'état i - c'est-à-dire vecteurs position \vec{r}_i et vitesse \vec{v}_i donnés - est ainsi indépendante de l'état des autres particules ; de plus, de par la notion d'indiscernabilité des particules, cette probabilité est égale à celle de trouver toute autre particule

dans le même état i . Dans la suite de ce travail, ces conditions sont supposées satisfaites et l'espace considéré est l'espace des phases à 6 dimensions.

Sous l'effet d'interactions avec l'extérieur, d'origine magnétique ou collisionnelle par exemple, le système perd son équilibre thermodynamique. L'état du système hors équilibre est décrit, à l'instant t , par la **fonction de distribution à une particule**, notée en général $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ et qui est une grandeur microscopique. En la multipliant par $d\vec{r} \cdot d\vec{v}$, cette grandeur fournit le nombre de particules se trouvant, à l'instant t , à la position \vec{r} à $d\vec{r}$ près, avec la vitesse \vec{v} à $d\vec{v}$ près. De ce fait, la fonction f a pour dimension, $L^{-6} \cdot T^3$.

En 1872, Boltzmann a introduit une équation caractérisant l'évolution hors équilibre, au cours du temps, de la fonction de distribution f , permettant ainsi de prévoir le comportement du système. Cette équation tient compte des **interactions dues à des forces à courte portée** ; il s'agit, par exemple, de collisions entre particules chargées et particules neutres, interactions dominantes dans un plasma faiblement ionisé, tel celui qui est étudié. Par ailleurs, l'équation de Boltzmann n'est valable que pour des systèmes conservatifs, c'est-à-dire soumis uniquement à des forces extérieures dérivant d'un potentiel - nul pour les forces qui ne travaillent pas, telle la force magnétique. Le développement qui suit a pour but d'**établir une équation cinétique** du même type, mais **étendue aux systèmes dissipatifs** - c'est-à-dire sur lesquels agissent des forces dissipatives - ; tel est le cas des plasmas chauds électroniques précipités dans l'ionosphère terrestre : ils subissent des frictions avec le plasma ambiant, conduisant à des transferts d'énergie des électrons suprathermiques vers les thermiques. Les forces qui sont en jeu sont dissipatives vis-à-vis des électrons chauds.

* Dans la représentation de Lagrange, nous nous fixons sur les particules et nous les suivons dans leur mouvement. Dans l'espace des phases, une particule est repérée par un vecteur position et un vecteur vitesse. Les vecteurs position \vec{r} et vitesse \vec{v} à l'instant t sont des fonctions quelconques de la position initiale \vec{r}_0 et de la vitesse initiale \vec{v}_0 - indépendantes de t -, ce qui se traduit par :

$$\vec{r} = \varphi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t)$$

$$\vec{v} = \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t)$$

L'expression suivante est alors obtenue pour la fonction de distribution :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) = f(\varphi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t), \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t), t) \quad (\text{II.1})$$

* Soit un élément de volume quelconque $d\Omega_0$ de l'espace des phases considéré à l'instant initial et centré en (\vec{r}_0, \vec{v}_0) . Ce volume contient initialement un certain nombre de particules que nous allons suivre : il va donc évoluer au cours du temps. A l'instant t , il est devenu $d\Omega_t$ et est centré en (\vec{r}, \vec{v}) . De plus, le nombre de particules contenues initialement dans le volume $d\Omega_0$ varie au cours du temps du fait de sources extérieures ou de collisions conduisant parfois à l'absorption totale ou à la création d'une particule. De par la définition de la fonction de distribution f , le nombre de particules contenues dans le volume $d\Omega_t$ est :

$$N = f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot d\Omega_t$$

Soit, d'après la relation (II.1),

$$N = f(\varphi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t), \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t), t) \cdot J(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) \cdot d\Omega_0 \quad (\text{II.2})$$

où J est le Jacobien de la transformation quelconque associée au passage de $d\Omega_0$ à $d\Omega_t$ à t :

$$d\Omega_t = J(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) \cdot d\Omega_0,$$

avec $d\Omega_0 = \det(d\vec{\epsilon}_1, \dots, d\vec{\epsilon}_6)$, la famille ϵ de vecteurs $\vec{\epsilon}_1, \dots, \vec{\epsilon}_6$ formant une base orthogonale de l'espace des phases initialement fixée, et *det* désignant le déterminant,

et $d\Omega_t = \det(d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6)$, la famille ϵ ayant évolué au cours du temps pour devenir la famille e de vecteurs $\vec{e}_1, \dots, \vec{e}_6$ formant une nouvelle base de l'espace des phases.

La base ϵ peut être choisie égale à la base canonique de l'espace des phases. Les trois premières coordonnées d'un point de l'espace des phases sont alors, sur la base e (ou ϵ), associées à la position et les trois suivantes, à la vitesse. Le vecteur $d\vec{r}$ à 3 dimensions peut être associé aux vecteurs de l'espace des phases $d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_3$ et le vecteur $d\vec{v}$, aux vecteurs $d\vec{e}_4, \dots, d\vec{e}_6$.

J est défini par :

$$\begin{vmatrix} d\vec{e}_1 \\ \dots \\ \dots \frac{\partial e_i}{\partial \epsilon_j} \dots \\ \dots \end{vmatrix} d\vec{\epsilon}_j$$

La dérivée totale par rapport au temps de la relation (II.2) fournit la variation du nombre de particules dans $d\Omega_t$ à t , soit :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{df}{dt}(\varphi, \psi, t) \cdot J \cdot d\Omega_0 + f(\varphi, \psi, t) \cdot \frac{dJ}{dt} \cdot d\Omega_0 \quad (\text{II.3})$$

Pour alléger l'expression, les variables \vec{r}_0 , \vec{v}_0 et t des fonctions φ , ψ ou J n'ont pas été précisées.

* Etude du premier terme du second membre de la relation (II.3):

Il représente la dérivée totale de la fonction de distribution f par rapport au temps :

$$\frac{df}{dt}(\varphi, \psi, t) = \frac{\partial f}{\partial t}(\varphi, \psi, t) + \frac{\partial f}{\partial \bullet}(\bullet, \psi, t) \cdot \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\partial f}{\partial * }(\varphi, *, t) \cdot \frac{d\psi}{dt}$$

Etant donné que :

$$\begin{aligned} \diamond \varphi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) = \vec{r} &\rightarrow \frac{d\varphi}{dt}(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) = \vec{v} \\ &\text{et } \frac{\partial f}{\partial \bullet}(\bullet, \psi, t) = \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \\ \diamond \psi(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) = \vec{v} &\rightarrow \frac{d\psi}{dt}(\vec{r}_0, \vec{v}_0, t) = \frac{d\vec{v}}{dt} \\ &\text{et } \frac{\partial f}{\partial * }(\varphi, *, t) = \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \\ \diamond d\Omega_t = J(\vec{r}_0, t) \cdot d\Omega_0, \end{aligned}$$

le premier terme du second membre de la relation (II.3) exprimant la dérivée totale de f par rapport au temps prend la forme suivante :

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right] \cdot d\Omega_t \quad (\text{II.4})$$

Le terme $\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \Omega_t \cdot dt$ décrit la variation temporelle de la fonction de distribution dans

le volume $d\Omega_t$ centré en (\vec{r}, \vec{v}) à t, pendant la durée dt. Il est représentatif de la variation de distribution des particules dans le volume $d\Omega_t$.

Les termes $\left[(\vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t)) \cdot d\Omega_t \cdot dt \right]$ sont relatifs aux flux de particules entrant et sortant du volume $d\Omega_t$. Le premier terme permet de tenir compte des variations selon l' "axe des positions", exprimant l'influence des phénomènes de diffusion. Ce

terme représente le nombre de particules qui ont la bonne vitesse \vec{v} à $d\vec{v}$ près, mais qui étaient à $t - \frac{dt}{2}$ ou seront à $t + \frac{dt}{2}$ en dehors du volume $d\Omega_t$ du fait de leur position, et qui à t sont dans $d\Omega_t$, ayant la position \vec{r} à $d\vec{r}$ près et la vitesse \vec{v} à $d\vec{v}$ près. Le deuxième terme illustre la variation due aux forces extérieures.

* *Etude du deuxième terme du second membre de la relation (II.3):*

Le deuxième terme exprime la variation du Jacobien au cours du temps : ce dernier ne reste constant, et égal à 1, que si le système est conservatif. Si ce n'est pas le cas - comme cela est supposé ici -, **l'élément de volume $d\Omega_t$ dépend du temps t** , l'élément de vitesse n'étant pas conservé. Il est alors nécessaire d'étudier la variation temporelle du Jacobien. Par définition :

$$J = \frac{d\Omega_t}{d\Omega_0}, \quad \text{d'où :} \quad \frac{dJ}{dt} = \frac{d(d\Omega_t)}{dt} \cdot \frac{1}{d\Omega_0} \quad (\text{II.5})$$

étant donné que l'élément de volume $d\Omega_0$, pris à l'instant initial, est indépendant de t .

Comme $d\Omega_t = \det (d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6)$,

$$\frac{d(d\Omega_t)}{dt} = \sum_{i=1}^6 \det (d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6)$$

Les vecteurs sont choisis de telle sorte que les trois premières coordonnées - exprimées sur cette base - d'un point de l'espace des phases renseignent sur la position et les trois suivantes, sur la vitesse. Ainsi :

Δ si $i \in [1; 3]$, alors $d\vec{e}_i$ est représentatif de la $i^{\text{ème}}$ coordonnée spatiale :

$$d\vec{r}_i = \vec{v}_i \cdot dt \quad (\text{à } 3 \text{ D}) \quad \rightarrow \quad d\vec{e}_i = \vec{e}_{i+3} \cdot dt \quad (\text{à } 6 \text{ D})$$

$$\text{et} \quad \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i) = d\vec{e}_{i+3} = d\vec{e}_j$$

D'où :

$$\det (d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6) = \det (d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_j, \dots, d\vec{e}_6)$$

\uparrow
à la $i^{\text{ème}}$ place

Soit, comme le déterminant est une forme alternée et comme le terme $d\vec{e}_j$ se trouve à la fois à la $i^{\text{ème}}$ et à la $j^{\text{ème}}$ places,

$$\det (d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6) = 0 \quad (\text{II.6})$$

Δ si $i \in [4; 6]$, alors $\frac{d}{dt}(d\vec{e}_i)$ est une combinaison linéaire des vecteurs $d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6$, la dérivée totale par rapport à t étant un endomorphisme sur $d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6$. Ceci se traduit par :

$$\frac{d}{dt}(d\vec{e}_i) = \sum_{j=1}^6 \lambda_{i,j} \cdot d\vec{e}_j$$

Soit, comme le déterminant est une forme n-linéaire (ici, n=6) :

$$\det(d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6) = \sum_{j=1}^6 \lambda_{i,j} \cdot \det(d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_j, \dots, d\vec{e}_6)$$

↑
à la $i^{\text{ème}}$ place

Soit, comme le déterminant est une forme alternée :

$$\det(d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6) = \lambda_{i,i} \cdot \det(d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6)$$

avec $\lambda_{i,i} = \frac{\partial \dot{v}_{i-3}}{\partial v_{i-3}}$, le vecteur $d\vec{e}_i$ étant lié à la $(i-3)^{\text{ème}}$ coordonnée de vitesse,

et $\det(d\vec{e}_1, \dots, d\vec{e}_6) = d\Omega_t$,

$$\text{Soit,} \quad \det(d\vec{e}_1, \dots, \frac{d}{dt}(d\vec{e}_i), \dots, d\vec{e}_6) = \frac{\partial \dot{v}_{i-3}}{\partial v_{i-3}} d\Omega_t \quad (\text{II.7})$$

D'après les relations (II.6) et (II.7),

$$\frac{d(d\Omega_t)}{dt} = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \dot{v}_i}{\partial v_i} d\Omega_t$$

Soit,

$$\frac{d(d\Omega_t)}{dt} \frac{1}{d\Omega_t} = \vec{\nabla}_{\vec{v}} \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Par conséquent, la relation (II.5) exprimant la dérivée totale par rapport au temps du Jacobien devient :

$$\frac{dJ}{dt} = \left(\vec{\nabla}_{\vec{v}} \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \frac{d\Omega_t}{d\Omega_0}$$

Le deuxième terme du second membre de la relation (II.3) est alors modifié :

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \frac{d\mathbf{J}}{dt} \cdot d\Omega_0 = f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \left(\vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \cdot d\Omega_t \quad (\text{II.8})$$

Le terme $f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \left(\vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \cdot d\Omega_t \cdot dt$ représente la variation de l'élément de volume au cours du temps. Sous l'effet de forces dissipatives, telle l'action des électrons ambiants sur les électrons précipités suprathermiques, de l'énergie est alors perdue et l'élément de volume va varier selon l'"axe des vitesses".

* L'étude du second membre de la relation (II.3) a permis d'obtenir de nouvelles expressions (II.4) et (II.8) pour les termes le composant. La variation du nombre de particules dans $d\Omega_t$ à t est alors égale à :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = & \left[\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right] \cdot d\Omega_t \\ & + f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \left(\vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt} \right) \cdot d\Omega_t \end{aligned}$$

Soit,

$$\frac{dN}{dt} = \left[\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \right] \cdot d\Omega_t \quad (\text{II.9})$$

* De plus, le nombre de particules présentes, à l'instant t , dans l'élément de volume $d\Omega_t$ centré en (\vec{r}, \vec{v}) varie au cours du temps. Cette variation est due :

- aux **sources indirectes** - ou **internes** au flux précipitant -, c'est-à-dire par exemple aux collisions entre électrons, protons ou atomes d'hydrogène et molécules neutres, conduisant à l'absorption totale (perte) ou à la création (gain) des particules étudiées. Les réactions de changement de charge intervenant au sein d'un faisceau de protons sont considérées comme source interne. Les plasmas étudiés sont de densité suffisamment faible pour ne prendre en considération que les collisions binaires. Le taux de variation du nombre de particules, en tant que résultat des collisions particulières, est noté $\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}}$ et sera développé dans le paragraphe § II.3.

- aux **sources directes** - ou **externes** -, tels les photoélectrons ou les protoélectrons - électrons créés par réaction d'ionisation ou d'arrachement entre H^+ , ou H , et les neutres (cf.

fin du § II.3) - ; ces électrons sont produits à toutes les altitudes de la région étudiée. La contribution des sources directes par unité de volume dans l'espace des phases et par unité de temps est notée $Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$.

De ce fait, pour un volume $d\Omega_t$, les gains ou pertes nets de particules sont :

$$\frac{dN}{dt} = \left[\left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \right] \cdot d\Omega_t$$

La relation (II.9) est alors modifiée, elle conduit à la relation (II.10) suivante ; il s'agit de **l'équation générale de transport exprimée en fonction de la fonction de distribution f** :

$$\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dt} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (\text{II.10})$$

Cette **équation, valable pour des systèmes dissipatifs**, exprime le bilan du nombre de particules dans l'espace des phases. Le premier membre est relatif aux mouvements macroscopiques des particules : le premier terme exprime la variation temporelle de la fonction de distribution, le deuxième, l'influence des phénomènes de diffusion et le troisième, l'action des forces appliquées d'origine extérieure au plasma étudié. Le second membre, en particulier le terme relatif aux collisions, est dû aux interactions locales entre particules relativement proches - distantes d'une longueur inférieure à la longueur de Debye - pour lesquelles les corrélations sont importantes. A l'échelle microscopique, ces interactions affectent le comportement global. Le plasma étudié étant faiblement ionisé, ce sont les collisions dues à des forces de courte portée qui dominent.

Pour un système conservatif, l'élément de volume est conservé au cours du temps et le deuxième terme du second membre de la relation (II.3) est nul. **L'équation classique de Boltzmann** est alors obtenue :

$$\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t)$$

II. 2 - DE L'EQUATION DE TRANSPORT EN f A CELLE EN I

Il n'est pas possible d'avoir accès à la fonction de distribution associée à un flux précipité d'électrons ou de protons ; cependant nous disposons de valeurs des flux incidents au sommet de l'atmosphère par mesures satellites et de valeurs de la densité électronique dans l'ionosphère par mesures radar au sol. Dans ces conditions, l'équation de transport, référencée (II.10) et établie au § II.1, va être modifiée par un changement de la fonction principale : la fonction de distribution f est remplacée par le flux I d'électrons ou de protons suprathermiques [Stamnes and Rees, 1983b]. Avant d'effectuer cette transformation, il est utile de préciser le système de coordonnées initial et les forces extérieures qui sont en jeu.

* L'atmosphère est supposée stratifiée perpendiculairement au champ magnétique terrestre \vec{B} . Ainsi la densité des thermiques ou des neutres n'est fonction que de la coordonnée spatiale s prise le long des lignes de force de \vec{B} . En effet, dans les régions d'étude de hautes latitudes, les lignes de force du champ magnétique sont proches de la verticale locale et la densité neutre évolue continûment et lentement en altitude. Quel que soit l'angle de sa trajectoire, la particule "voit" toujours la même atmosphère, ce qu'illustre la *figure II.1*. Le système initial de coordonnées spatiales choisi est alors le système composé de s , pris le long d'une ligne de force du champ magnétique, et de deux autres coordonnées x et y choisies dans le plan perpendiculaire à la direction de s . Dans la région d'étude, la ligne de force du champ magnétique considérée peut être assimilée à une droite (cf. § V.1). Les différents vecteurs unitaires de la base associée sont notés \vec{e}_i , l'indice 1 correspondant à x , l'indice 2 à y et l'indice 3 à s .

* Dans l'équation de transport référencée (II.10) et établie au § II.1, les forces extérieures auxquelles sont soumis les électrons et les protons suprathermiques apparaissent dans le troisième terme du premier membre :

$$\vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \quad \text{avec} \quad \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{m} \cdot \sum_{\text{ext}} \vec{F}$$

soit

$$\frac{1}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\sum_{\text{ext}} \vec{F} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \quad (\text{II.11})$$

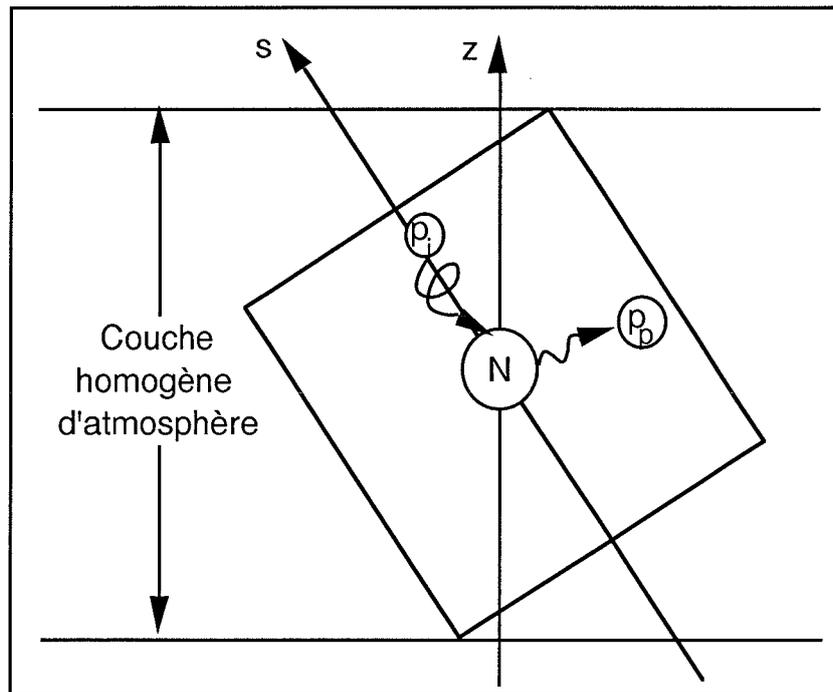


Figure II.1 : Une particule énergétique incidente p_i , entrant en collision avec une molécule neutre N , peut avoir une direction quelconque après la collision, donnée par p_b . Toutefois, la partie d'atmosphère qu'elle traverse pendant la collision reste homogène.

* Lorsque l'étude concerne les électrons précipités ou les photoélectrons, le système est non conservatif via l'interaction entre le plasma froid collectif - le caractère individuel des électrons thermiques étant négligé - et le flux d'électrons suprathermiques : il y a transfert d'énergie des particules chaudes vers les électrons ambiants. Ce processus, souvent appelé chauffage des thermiques, peut être décrit par une force de friction qui, dans l'approximation appelée *continuous slowing down*, est supposée continue et de la forme :

$$- n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot \vec{u}$$

où n_e représente la densité des électrons ambiants,

$L(s,E)$ est la fonction de perte en général exprimée en $\text{eV}\cdot\text{cm}^2$; elle décrit la perte d'énergie par friction associée aux électrons suprathermiques d'énergie E et caractérisés par la coordonnée spatiale s .

et $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$, avec \vec{v} , le vecteur vitesse des électrons suprathermiques et v , sa norme.

Il est à noter qu'expérimentalement, il n'est possible d'avoir accès qu'à la fonction de perte par friction ; aucune donnée n'est disponible sur les sections efficaces associées au chauffage

des thermiques. Ceci explique pourquoi le transfert d'énergie des électrons chauds vers les électrons ambiants est traité en terme de friction continue et non en terme de collisions.

Le terme (II.11) appliqué à la force de friction devient :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (-n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot \frac{\vec{v}}{v} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t)) \\ &= \frac{v^2}{m} (-n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t)) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{\vec{v}}{v^3} \right) + \frac{\vec{v}}{v^3} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(-\frac{v^2}{m} \cdot n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \end{aligned}$$

Or :

$$\begin{aligned} \diamond \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{\vec{v}}{v^3} \right) &= \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_i} \left(\frac{v_i}{v^3} \right) \quad \text{avec } v = \sqrt{v_1^2 + v_2^2 + v_3^2} \\ &= \sum_{i=1}^3 \left(\frac{1}{v^3} - \frac{3}{2} \frac{2 \cdot v_i^2}{(v^2)^{3/2+1}} \right) \\ &= 0 \\ \text{et } \diamond \frac{\vec{v}}{v^3} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} &= \sum_{i=1}^3 \frac{v_i}{v^3} \cdot \frac{\partial}{\partial v_i} \\ &= \sum_{i=1}^3 \frac{v_i}{v^3} \cdot \frac{\partial E}{\partial v_i} \cdot \frac{\partial}{\partial E} + \sum_{i,j=1}^3 \frac{v_i}{v^3} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial v_i} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} \\ \text{avec } \vec{v} &= \sqrt{\frac{2E}{m}} \vec{u} \quad \text{et } \vec{u} = \frac{\vec{v}}{v} \\ &= \sum_{i=1}^3 m \frac{v_i^2}{v^3} \cdot \frac{\partial}{\partial E} + \frac{1}{v^3} \sum_{j=1}^3 \left(-\sum_{i=1}^3 \frac{v_j \cdot v_i^2}{v^3} + \frac{v_j}{v} \right) \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} \\ &= \frac{m}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial E} + 0 \end{aligned}$$

D'où la relation (II.12) :

$$\frac{1}{m} \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (-n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot \frac{\vec{v}}{v} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t)) = \frac{m}{v} \frac{\partial}{\partial E} \left(-\frac{v^2}{m} n_e(s) \cdot L(s,E) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right)$$

En ce qui concerne les flux précipités de protons, une telle force de friction avec les électrons ambiants n'est pas à considérer et, dans le développement qui suit, la fonction de perte $L(s,E)$ doit être prise égale à zéro.

* Les électrons ou protons suprathermiques sont soumis au champ géomagnétique et subissent la force magnétique :

$$\mathbf{q} \vec{v} \wedge \vec{B}$$

avec $q = \pm e$ selon que le flux étudié est constitué d'électrons ou de protons.

Le terme (II.11) appliqué à la force magnétique devient :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot ((q \vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t)) \\ &= \frac{q}{m} \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B}) + \frac{q}{m} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} (f(\vec{r}, \vec{v}, t)) \end{aligned}$$

Or :

♦ $\vec{v} \wedge \vec{B}$ a ses composantes sur chaque axe \vec{e}_i qui sont fonction de \vec{B} et des composantes de \vec{v} sur les autres axes ; or, \vec{B} est indépendant de \vec{v} et les v_i ne dépendent pas de v_j pour $i \neq j$,

$$\text{D'où : } \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot (\vec{v} \wedge \vec{B}) = 0$$

* Les autres forces qui peuvent agir sur les flux d'électrons ou de protons précipités sont négligées ; il s'agit de :

Δ la force électrique liée au champ électrique : $q \cdot \vec{E}$,

Δ le poids $m \cdot \vec{g}$ avec \vec{g} , l'accélération de la pesanteur. Cette force est négligeable de par la faible masse d'un électron ou celle d'un proton.

Δ les forces d'entraînement des neutres (indice n) ou des ions (indice i) sur les électrons :
 - $m_e \cdot \nu_{en} \cdot (\vec{v}_n - \vec{v}_e) - m_e \cdot \nu_{ei} \cdot (\vec{v}_i - \vec{v}_e)$, où ν_{en} et ν_{ei} représentent les fréquences de collisions des électrons avec les neutres et les ions. Il existe le même type de forces pour les protons. Se plaçant dans le cas d'une atmosphère calme - pas de vent neutre, ni de champ électrique macroscopique -, $\vec{v}_e = \vec{v}_n = \vec{v}_i$,

* A partir du bilan des forces extérieures, en particulier de la relation (II.12), l'équation de transport établie au § II.1 devient :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \frac{m}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(-\frac{v^2}{m} \cdot n_e(s) \cdot L(s, E) \cdot f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) \\ & + \frac{q}{m} (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \end{aligned} \quad (\text{II.13})$$

La fonction de distribution $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$ peut être reliée au flux $I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t)$ d'électrons ou de protons. Ce dernier est défini comme le nombre des particules par énergie et par temps contenues dans un angle solide unitaire et traversant une surface unitaire. Ce flux est en général exprimé en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$. Le vecteur \vec{u} est le vecteur unitaire, de direction et de sens égaux au vecteur \vec{v} : $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$. Le flux I_1 est encore défini comme le premier moment en vitesse, soit :

$$I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = v \cdot f_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t),$$

avec f_1 , la fonction de distribution du système liée aux variables \vec{r} , E , \vec{u} et t . Les fonctions f et f_1 étant représentatives du même système :

$$\int_V f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot d\vec{v} = \int_{V_1} f_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) \cdot dE \cdot d\vec{u}$$

ce, quels que soient les "volumes" associés V et V_1 considérés,

$$\begin{aligned} \text{Soit,} \quad f(\vec{r}, \vec{v}, t) \cdot d\vec{v} &= f_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) \cdot dE \cdot d\vec{u} \\ &= \frac{1}{v} \cdot I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) \cdot dE \cdot d\vec{u} \end{aligned}$$

Or,

$$d\vec{v} = v^2 \cdot dv \cdot d\vec{u} \quad \text{et} \quad dE = m \cdot v \cdot dv$$

D'où,

$$\boxed{f(\vec{r}, \vec{v}, t) = \frac{m}{v^2} \cdot I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t)} \quad (\text{II.14})$$

L'équation (II.13) est multipliée par le facteur $\frac{v}{m}$ et le changement de fonction principale de f vers I_1 est effectué grâce à la relation (II.14), soit, sachant que $\frac{\partial}{\partial t}$ et $\vec{\nabla}_{\vec{r}}$ sont à \vec{v} constant par définition de la dérivée partielle, :

$$\begin{aligned} \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial I_1}{\partial t}(\vec{r}, E, \vec{u}, t) + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) - n_e(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L(s, E) \cdot I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t)) \\ + \frac{v}{m} q (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \left(\frac{1}{v^2} I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) \right) = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I_1}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + \frac{1}{v} \cdot Q(\vec{r}, E, \vec{u}, t) \end{aligned} \quad (\text{II.15})$$

Or :

Δ Au début de ce paragraphe, il a été montré qu'il était légitime de considérer l'atmosphère comme étant stratifiée perpendiculairement à \vec{B} . Par ailleurs, les électrons ou les protons sont précipités le long des lignes de force du champ magnétique, autour desquelles ils spiralent (cf. § II.4) ; de plus, les collisions avec les neutres qu'ils subissent ne dépendent que de leur altitude, de leur énergie et de leur angle d'attaque, angle entre le vecteur vitesse et le champ magnétique \vec{B} . Cet angle, noté θ , est compris entre 0 et $\pi/2$ pour le flux ascendant et entre $\pi/2$ et π pour le flux descendant ; il est illustré sur la *figure II.2*.

Au centre du faisceau, la symétrie azimutale autour des lignes de force du champ magnétique reste aussi valable pour les atomes d'hydrogène, étant donné qu'un proton a une équiprobabilité d'être neutralisé à un angle d'attaque donné. Enfin, l'élargissement du faisceau dû aux premiers trajets neutres des protons est pris en compte par l'intermédiaire d'un facteur d'atténuation ε (cf. § I.3-a).

En conséquence, au voisinage du centre du faisceau, le flux I_1 , renoté I , ne dépend plus que de s , au lieu de \vec{r} et que de μ , au lieu de \vec{u} . Il faut rappeler que la variable μ est le cosinus de l'angle d'attaque θ .

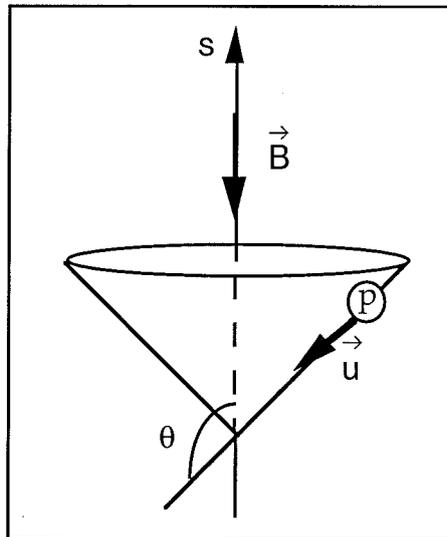


Figure II.2 : Angle d'attaque θ associé à la particule énergétique p se déplaçant selon la direction \vec{u} .

D'où, :

$$\diamond I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = I(s, E, \mu, t)$$

$$\begin{aligned}
 \text{et } \diamond \quad \frac{\vec{v}}{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} I_1(\vec{r}, E, \vec{u}, t) &= \mu \cdot \frac{d}{ds} (I(s, E, \mu, t)) \\
 &= \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I(s, E, \mu, t)) + \mu \cdot \frac{d\mu}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} (I(s, E, \mu, t))
 \end{aligned}$$

Le deuxième terme provenant de la dépendance de s par rapport à μ sera développé dans le § II.4 ; il représente l'effet miroir possible dû au champ magnétique et pouvant affecter le mouvement des électrons ou des protons précipités. La variation de l'angle d'attaque des H liée à leur trajectoire indépendante des lignes de force du champ magnétique n'est pas prise en compte ici.

De plus, le dernier terme de (II.15) associé à la force magnétique devient :

$$\begin{aligned}
 v \cdot q (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} \left(\frac{I(s, E, \mu, t)}{2 E} \right) \\
 \text{Or,} \\
 \vec{\nabla}_{\vec{v}} &= \sum_{i=1}^3 \vec{e}_i \cdot \frac{\partial}{\partial v_i} \\
 &= \sum_{i=1}^3 \vec{e}_i \cdot \frac{\partial E}{\partial v_i} \cdot \frac{\partial}{\partial E} + \sum_{i,j=1}^3 \vec{e}_i \cdot \frac{\partial u_j}{\partial v_i} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} \quad \text{with } \vec{u} = \frac{\vec{v}}{v} \\
 &= m \vec{v} \frac{\partial}{\partial E} - \sum_{j=1}^3 \vec{v} \cdot \frac{v_j}{v^3} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} + \sum_{j=1}^3 \vec{e}_j \cdot \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j}
 \end{aligned}$$

Par conséquent, le terme lié à la force magnétique prend la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 v \cdot q [(\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{v}] \cdot \left(m \frac{\partial}{\partial E} - \sum_{j=1}^3 \frac{v_j}{v^3} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} \right) \left(\frac{I(s, E, \mu, t)}{2 E} \right) \\
 + v \cdot q (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \sum_{j=1}^3 \vec{e}_j \cdot \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial u_j} \left(\frac{I(s, E, \mu, t)}{2 E} \right) \quad \text{avec } u_3 = \mu \\
 = q (\vec{v} \wedge \vec{B}) \cdot \vec{e}_3 \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\frac{I(s, E, \mu, t)}{2 E} \right) \quad \text{avec } \vec{e}_3 \text{ parallèle à } \vec{B} \\
 = 0
 \end{aligned}$$

En raison de la symétrie supposée du flux I -isotropie perpendiculairement à \vec{B} -, le terme (II.11) appliqué à la force magnétique s'annule.

Δ L'hypothèse de **stationnarité** peut être appliquée à I :

- le phénomène de friction est instantané,

- en ce qui concerne les collisions des particules énergétiques avec les molécules neutres, les fréquences de collisions étant de l'ordre de 1 à 100 s⁻¹, le temps caractéristique de ces processus est nettement inférieur aux durées des perturbations de l'atmosphère qui varient de quelques minutes à quelques heures. Les précipitations de particules sont supposées invariantes temporellement sur une durée d'au moins quelques minutes.

De ce fait, le flux I est indépendant du temps et le premier terme de l'équation (II.15) disparaît.

Δ Le deuxième terme du second membre de l'équation (II.15) représente les **sources directes** - ou **externes** - qui sont à considérer pour un flux d'électrons ; il s'agit des photoélectrons ou des protoélectrons produits par réaction - ionisation ou arrachement - entre les particules hydrogénées énergétiques et les neutres (cf. fin du § II.3). Exprimé en cm⁻³.s⁻¹.sr⁻¹.eV⁻¹, ce terme sera noté S dans la suite.

Ainsi, l'équation de transport (II.15) prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I(s, E, \mu)) + \mu \cdot \frac{d\mu}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} (I(s, E, \mu)) - n_e(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L(s, E) \cdot I(s, E, \mu)) \\ = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + S(s, E, \mu) \end{aligned} \quad (\text{II.16})$$

* L'équation (II.16) est une équation de transport stationnaire à une dimension d'espace ; elle est utilisée pour décrire la dégradation des flux d'électrons énergétiques. Il faut rappeler que :

- le membre de gauche comporte trois termes. Le premier est un terme de variation du flux le long d'une ligne de force du champ magnétique ; le second est relatif à l'effet de miroir magnétique, et n'est donc présent que dans les équations associées aux particules chargées ; le troisième terme s'applique aux électrons et illustre, par l'intermédiaire d'une force dissipative, la friction avec les électrons ambiants.

- dans le membre de droite, le premier terme, appelé terme de collisions, permet la prise en compte des sources indirectes - ou internes au flux précipitant (électron ou proton) - associées aux réactions d'ionisation, d'excitation, de diffusion élastique ou encore aux réactions de

changement de charge (cf. § II.3).

- le deuxième terme du membre de droite représente, quant à lui, les sources directes - ou externes. Il n'est à considérer que pour les électrons ; il concerne alors les photoélectrons ou les protoélectrons produits par réaction entre les particules hydrogénées énergétiques et les neutres (cf. fin du § II.3).

Dans le cadre de l'étude des **flux de protons précipités dans l'atmosphère**, il est nécessaire de considérer non seulement l'équation de transport pour les protons, mais aussi celle pour les atomes d'hydrogène énergétiques, ces deux espèces étant fortement couplées *via* les réactions de changement de charge. En ce qui concerne les protons, le terme de friction disparaît ; quant aux atomes d'hydrogène, les deux derniers termes du premier membre de l'équation (II.16), associés à l'effet miroir dû au champ magnétique et au chauffage des thermiques, ne sont pas à considérer. Le système suivant décrit le transport des protons (**P**) et des atomes d'hydrogène (**H**), l'ensemble des collisions étant inclus dans le membre de droite comme source interne :

$$\begin{aligned} \diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I_P(s, E, \mu)) + \mu \cdot \frac{d\mu}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} (I_P(s, E, \mu)) \\ = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I_P}{\delta t} \right)_{\text{coll}} \end{aligned} \quad (\text{II.17-1})$$

$$\diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I_H(s, E, \mu)) = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I_H}{\delta t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{II.17-2})$$

* Les mesures sont parfois fournies, non pas le long des lignes de force du champ magnétique, mais selon la verticale du lieu d'observation. De ce fait, il peut être utile d'exprimer l'équation de transport en terme d'altitude, c'est-à-dire en fonction de **z**, l'axe **z** étant orienté dans le sens des altitudes croissantes. Notant α , l'angle entre le champ magnétique \vec{B} et l'horizontale,

$$ds = \frac{1}{\sin \alpha} \cdot dz$$

Il convient de noter que, pour la région d'étude de haute latitude, située à des altitudes comprises entre 100 et 800 km, l'angle α varie peu (cf. § V.1) :

$$s \approx \frac{z}{\sin \alpha}$$

Appliquant ce changement de variable à l'équation (II.16), l'équation de transport suivante est obtenue :

$$\sin \alpha \cdot \mu \cdot \frac{\partial}{\partial z} (I(z, E, \mu)) + \sin \alpha \cdot \mu \cdot \frac{d\mu}{dz} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} (I(z, E, \mu)) - n_e(z) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L(E, z) \cdot I(z, E, \mu)) = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + S(z, E, \mu) \quad (\text{II.18})$$

II. 3 - SOURCES INDIRECTES

Le premier terme du second membre de l'équation (II.16), terme de collisions, représente les sources **indirectes** - ou **internes** au flux considéré - : il s'agit de l'absorption ou de la création des particules étudiées au travers de collisions avec des molécules neutres de l'atmosphère. Lors d'une réaction de conservation de charge, il n'y a pas une particule incidente absorbée et une autre produite : il s'agit de la même. Cette séparation est artificielle, mais utile pour le calcul des gains et pertes de particules à un niveau donné d'énergie ; de plus, elle n'affecte pas le résultat final [Lummerzheim et Lilensten, 1994].

Les plasmas considérés sont supposés suffisamment dilués pour ne tenir compte que des collisions binaires. Par ailleurs, même multipliées par les probabilités de collision associées, les densités des particules énergétiques et des H ambiants sont faibles devant celles des neutres, N₂, O₂ et O. Les collisions entre particules énergétiques ou entre particules hydrogénées et électrons produits, ou entre particules énergétiques et H ambiants, sont négligeables et, par conséquent, négligées. Seules les réactions avec les trois espèces neutres prédominantes sont prises en compte ; pour mémoire, elles sont rappelées en début de rapport.

Le terme de **particule** sera employé dans le développement suivant pour désigner les électrons, protons ou atomes d'hydrogène énergétiques.

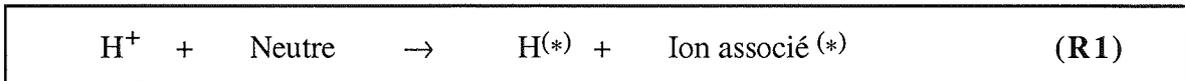
♦ Terme lié à l'absorption, par des molécules neutres d'espèce *k*, de particules d'énergie *E*, de position *s* et de cosinus d'angle d'attaque μ (absorption d'origine indirecte ou interne) :

$$- \sum_k n_k(s) \cdot \sigma_k^T(E) \cdot I(s, E, \mu) \quad (\text{II.19})$$

avec n_k , la densité de l'espèce neutre k ,
 σ_k^T , la section efficace d'absorption totale représentative de la probabilité qu'une
 particule d'énergie E soit absorbée par un neutre de l'espèce k ,
 et I , le flux stationnaire de l'espèce particulaire considérée.

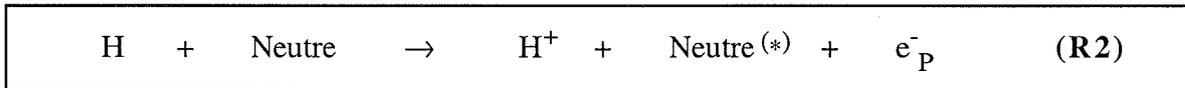
Si les particules sont des électrons, seules les collisions transformant une particule en une
 autre du même type - mais ayant les grandeurs E ou μ différentes - sont à considérer.

Si les particules sont des protons, il faut tenir compte en plus des collisions avec **capture** :



l'étoile mise entre parenthèses désignant un état excité possible de la particule.

Si les particules sont des atomes d'hydrogène, c'est une autre réaction de changement de
 charge qui peut avoir lieu, appelée réaction d'**arrachement** (ou *stripping*) :



♦ *Terme lié à la création de particules d'énergie E , après absorption de particules de même
 espèce, et d'énergie E' supérieure ou égale, par des molécules neutres d'espèce k (source
 indirecte ou interne) :*

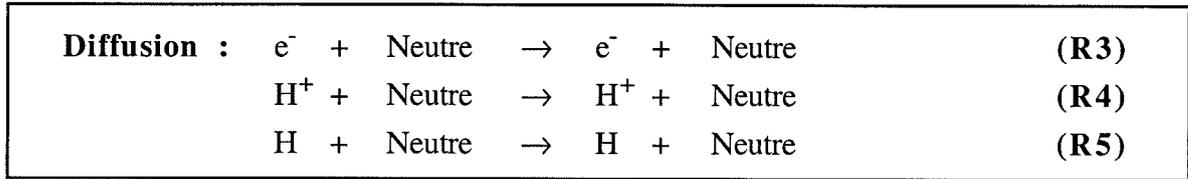
$$\sum_k \sum_{pr} n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sigma_k^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \quad (II.20)$$

$\geq E$

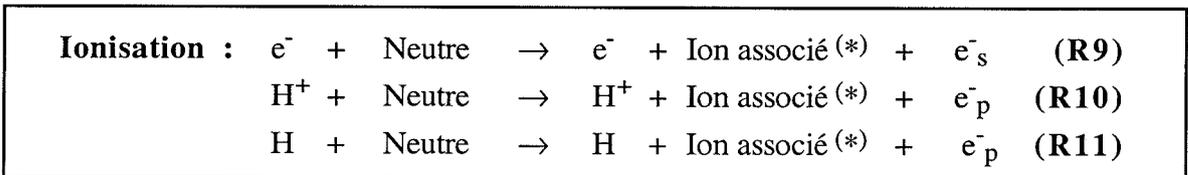
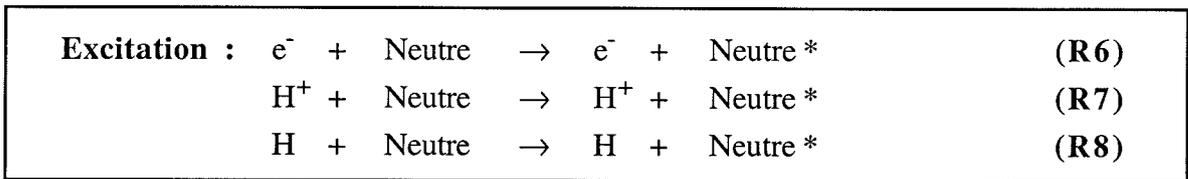
où $\sigma_k^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$ représente la section efficace différentielle, exprimée le plus souvent
 en $\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1} \cdot (2\pi \cdot \text{sr})^{-1}$. Elle est proportionnelle à la probabilité qu'un neutre d'espèce k absorbe
 une particule d'énergie E' et de cosinus d'angle d'attaque μ' et que cela conduise à la production
 d'une particule du même type, d'énergie E et de cosinus d'angle d'attaque μ , selon le processus
 pr . Ce dernier peut être :

- **élastique** ; il s'agit alors d'une diffusion. L'angle d'attaque de la particule produite est

différent de celui de la particule incidente ; son énergie est conservée dans le cas des électrons.



- **inélastique** et, dans ce cas, la réaction est une excitation associée à un état *ee* donné ou à une ionisation. Cette dernière conduit à la production d'un électron, en plus de la particule incidente redistribuée en énergie et parfois aussi en angle.



La **fonction de redistribution** est souvent introduite ; elle est définie, pour une espèce neutre *k* donnée, par l'expression :

$$R_k (E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \frac{\sum \sigma_k^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu)}{\sigma_k^T(E, \mu)}$$

La section efficace $\sigma_k^T(E, \mu)$ a pour dimension une surface.

Le terme intervenant dans l'équation de transport **(II.16)** et lié aux collisions associées aux processus *pr* prend alors la forme suivante :

$$\sum_k n_k(s) \cdot \sigma_k^T(E) \cdot \int_{-1}^1 \int_{\geq E} R_k(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu'$$

Les sections efficaces différentielles ne sont pas facilement mesurables ; toutefois il est possible de séparer les redistributions en énergie et en angle d'attaque et ainsi d'obtenir des sections efficaces - en cm^2 - ne dépendant que de l'énergie et dont les valeurs sont connues. La

validation d'une telle méthode a été testée pour les électrons et s'est avérée tout à fait satisfaisante. De plus, toutes les redistributions en angle ont été regroupées dans le terme de diffusion élastique [Lummerzheim et Liliensten, 1994]. Les expressions prises alors pour les sections efficaces différentielles sont explicités ci-après, *pour les électrons*.

Δ Lors d'une diffusion élastique :

$$\sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sigma_k^{\text{élas}}(E') \cdot \delta(E, E') \cdot \Phi^{\text{élas}}(\mu' \rightarrow \mu)$$

Après la collision, l'électron garde son énergie E' mais est redistribué angulairement selon la fonction $\Phi^{\text{élas}}(\mu' \rightarrow \mu)$ appelée fonction de phase. Dans le cas des particules hydrogénées, un transfert d'énergie cinétique vers le neutre atmosphérique peut avoir lieu lors d'une diffusion : il faut alors prendre en compte cette perte d'énergie (cf. § III.1).

Δ Lors d'une excitation :

$$\sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sigma_k^{\text{exci}}(E') \cdot \delta(E', E + W_k^{\text{ee}}) \cdot \delta(\mu', \mu)$$

L'électron, après la collision, conserve sa direction initiale de propagation et présente une nouvelle énergie dépendant du potentiel d'ionisation W_k^{ee} de la molécule neutre k excitée à l'état ee .

Δ Lors d'une ionisation :

L'absorption d'une particule par un neutre va conduire : d'une part, à la production une particule du même type, appelée primaire et redistribuée en énergie et, d'autre part, à la création d'un électron, appelé électron secondaire si la particule primaire est un électron, ou protoélectron si la particule incidente est hydrogénée. Dans le cas où la particule incidente est un électron, l'électron de plus haute énergie conserve sa direction angulaire, tandis que celui d'énergie plus basse est redistribué angulairement. Par convention, l'électron de plus haute énergie est choisi comme étant le primaire.

Pour l'électron **primaire** :

$$\sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E_p, \mu_p) = \sigma_k^{\text{ioni}}(E') \cdot \delta(E', E_p + W_k^{\text{ioni}}) \cdot \delta(\mu', \mu_p)$$

où E_p est l'énergie du primaire et W_k^{ioni} , le potentiel seuil d'ionisation de l'espèce neutre k .

Pour l'électron **secondaire** ou le **protoélectron** :

$$\sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E_s, \mu_s) = \sigma_k^{\text{ioni}}(E') \cdot f(W_k^{\text{ioni}}, E_s) \cdot \Phi_{\text{ion}}(\mu' \rightarrow \mu_s)$$

où E_s est l'énergie du secondaire ou du protoélectron et $\Phi_{\text{ion}}(\mu' \rightarrow \mu_s)$, la fonction de phase caractérisant la redistribution angulaire du secondaire. Lorsque la redistribution est équiangulaire - ce qui est le plus souvent supposé -, la fonction de phase est égale à $\frac{1}{2}$.

♦ *Terme lié à la création de particules d'énergie E , après absorption de particules d'une autre espèce par des molécules neutres d'espèce k (source directe ou externe pour les électrons et source indirecte ou interne pour les particules hydrogénées) :*

$$\sum_k \sum_{\text{pr}} n_k(s) \cdot \int_{\geq E} \int_{-1}^1 \sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I'(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \quad (\text{II.21})$$

Dans cette équation, $\sigma_k^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu)$ représente la section efficace différentielle proportionnelle à la probabilité que l'absorption, par un neutre d'espèce k , d'une particule d'énergie E' et de cosinus d'angle d'attaque μ' conduise à la production d'une particule d'un autre type, d'énergie E et de cosinus d'angle d'attaque μ , selon le processus pr . I' est le flux stationnaire de l'espèce correspondant à la particule incidente.

Pour les électrons, les collisions du type pr qui conduisent à la production d'un protoélectron sont associées à la réaction d'arrachement (**R2**) ou aux ionisations de molécules neutres par des protons ou des atomes d'hydrogène énergétiques. Ces productions sont considérées comme **source directe** ou **externe** : une telle source, qui peut aussi prendre en compte les photoélectrons, est indépendante du flux précipité d'électrons énergétiques.

Pour les protons, seule la réaction (**R2**) est à considérer. Quant aux atomes d'hydrogène, seule la réaction (**R1**) doit être prise en compte. Contrairement aux électrons, il s'agit de sources **indirectes** ou **internes**, issues du flux incident de protons précipités.

II. 4 - MIROIR MAGNETIQUE

L'effet de miroir magnétique est induit par la convergence des lignes de force du champ magnétique terrestre et conduit les particules chargées à être réfléchies vers le haut de l'atmosphère. Cette notion s'analyse en terme de déplacement individuel des particules : l'équation du mouvement va permettre de décrire le comportement dynamique d'une particule chargée - électron ou proton - au sein d'un faisceau chaud baignant dans le champ géomagnétique \vec{B} :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$$

Seule la force de Lorentz est alors à considérer en vue de la détermination du terme miroir. Les pertes ou gains dus aux collisions n'ont pas à être pris en compte dans le bilan d'énergie. Le champ électrique est négligé.

Le système de coordonnées choisi est cylindrique, l'axe principal s étant pris le long d'une ligne de force du champ magnétique : (r, φ, s) . Parfois, pour plus de commodité, les vecteurs seront divisés en deux composantes : l'une prise parallèle à la ligne de force du champ et repréée par l'indice s ou \parallel , l'autre dans le plan perpendiculaire à la ligne de force du champ et indexée par \perp .

* Pendant la durée d'une perturbation, de quelques minutes à quelques heures, la variation temporelle de \vec{B} est négligeable : le champ géomagnétique est considéré stationnaire. De plus, il est possible de supposer que, dans la région traversée par la particule chargée, le champ est axisymétrique : $\vec{B}(r, s)$, la composante selon r étant induite par la convergence des lignes de force du champ en se rapprochant de la Terre, ce qui est illustré sur la *figure II.3*.

Dans le plan perpendiculaire à l'axe s , l'équation du mouvement d'une particule chargée est de la forme :

$$\frac{d\vec{v}_{\perp}}{dt} = \frac{q}{m} \cdot \vec{v}_{\perp} \wedge \vec{B} = \vec{v}_{\perp} \wedge \vec{\omega}_c \quad \text{avec} \quad \vec{\omega}_c = \frac{q}{m} \cdot \vec{B}$$

Dans ce plan perpendiculaire, la particule décrit un cercle de rayon r_L :

$$\vec{v}_{\perp} = \frac{d\vec{r}_L}{dt} = \vec{r}_L \wedge \vec{\omega}_c$$

$\vec{\omega}_c$ étant stationnaire, \vec{B} l'ayant été supposé. Ainsi la particule est animée d'un mouvement

cyclotronique de rayon $r_L = \frac{m \cdot v_{\perp}}{|q| \cdot B}$, appelé rayon de Larmor. Elle s'éloigne de l'axe s d'une distance égale au rayon de Larmor situé, entre 1 et 10 m pour les protons, et entre 1 et 10 cm pour les électrons [Giraud et Petit, 1975]. La trajectoire de la particule reste relativement proche de la ligne de force du champ et il est justifié d'admettre l'axisymétrie pour le champ \vec{B} dans le cadre de la présente étude.

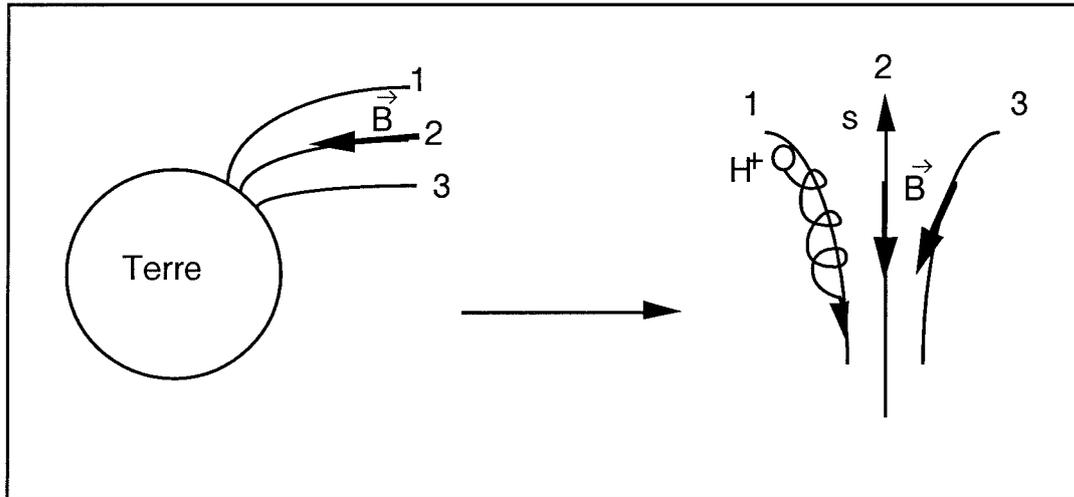


Figure II.3 : Lignes de force du champ géomagnétique axisymétrique.

Les démonstrations qui suivent sont valables pour les **protons** ; un développement similaire est applicable aux électrons.

* *Le premier invariant adiabatique*

Δ La composante parallèle de la force magnétique est :

$$F_{\parallel} = (q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B})_{\parallel} = -q \cdot v_{\phi} \cdot B_r$$

Une expression de B_r peut être obtenue à partir de l'équation de Maxwell :

$$\text{div } \vec{B} = 0 \quad \text{i.e.} \quad \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot B_r) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi}(B_{\phi}) + \frac{\partial}{\partial s}(B_s) = 0$$

Soit, comme B est supposé indépendant de ϕ ,

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r \cdot B_r) = - \frac{\partial}{\partial s}(B_s)$$

c'est-à-dire,

$$r \cdot B_r = - \int_0^r \rho \cdot \frac{\partial}{\partial s} (B_s) \cdot d\rho = - \frac{1}{2} \cdot r^2 \cdot \left(\frac{\partial}{\partial s} (B_s) \right)_0 ,$$

en considérant que $\frac{\partial}{\partial s} (B_s)$ est pris en $r = 0$ et varie peu avec r .

Ainsi, $\langle F_{\parallel} \rangle = \frac{1}{2} \cdot q \cdot v_{\phi} \cdot r \cdot \left(\frac{\partial}{\partial s} (B_s) \right)_0$

De plus, si la convergence des lignes de force du champ magnétique est faible, alors :

$r = r_L = \frac{m \cdot v_{\perp}}{q \cdot B}$ - la particule ayant une charge positive -, $v_r = 0$ et $v_{\phi} = -v_{\perp}$, avec v_{\perp} , la norme de la vitesse transverse, soit $\sqrt{v_r^2 + v_{\phi}^2}$. Par conséquent,

$$\langle F_{\parallel} \rangle = - \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{B} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial s} (B_s) \right)_0 \quad (\text{II.22})$$

Δ Le moment magnétique dû à la boucle de courant créée par le mouvement cyclotronique du proton est défini par :

$$\vec{M} = \frac{1}{2} \cdot q \cdot \vec{r}_L \wedge \vec{v}_{\perp} = - \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{B} \cdot \vec{u}_{\parallel}$$

où \vec{u}_{\parallel} est le vecteur unitaire de l'axe s ,

Soit, en module,

$$M = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{B} \quad (\text{II.23})$$

Δ Ayant supposé que la particule ne subissait aucune collision et étant donné que la force magnétique ne travaille pas, la variation d'énergie totale d'un proton est nulle ; la conservation de l'énergie se traduit par :

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} m \cdot v_{\perp}^2 \right) = 0$$

Or,

$$\diamond \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\parallel}^2 \right) = m \cdot v_{\parallel} \cdot \frac{dv_{\parallel}}{dt}$$

$$\begin{aligned} &\approx v_{\parallel} \cdot \langle F_{\parallel} \rangle \\ &= - v_{\parallel} \cdot M \cdot \left(\frac{\partial}{\partial s} (B_s) \right)_0 \text{ d'après les relations (II.22) et (II.23)} \end{aligned}$$

c'est-à-dire, ayant supposé que $\frac{\partial}{\partial s} (B_s)$ variait peu avec r ,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\parallel}^2 \right) &= - v_{\parallel} \cdot M \cdot \frac{\partial}{\partial s} (B_s) \\ &= - M \cdot v_{\parallel} \cdot \nabla_{\parallel} \vec{B} \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\parallel}^2 \right) &= - M \cdot \frac{dB}{dt} \end{aligned} \tag{II.24}$$

$\frac{dB}{dt}$ représente la variation, au cours du temps, du champ magnétique "vu" par le proton, le champ \vec{B} étant supposé stationnaire (soit $\frac{\partial}{\partial t} B = 0$) et les variations de \vec{B} dans le plan perpendiculaire étant négligeables sur le rayon de Larmor.

et $\diamond \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\perp}^2 \right) = \frac{d}{dt} (M \cdot B)$ d'après la relation (II.23)

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m \cdot v_{\perp}^2 \right) = M \cdot \frac{d}{dt} (B) + B \cdot \frac{d}{dt} (M) \tag{II.25}$$

D'après les relations (II.20) et (II.21), la conservation de l'énergie se traduit par :

$$\frac{d}{dt} (M) = 0 .$$

Ceci signifie qu'il y a conservation du module du moment magnétique, appelé encore **premier invariant adiabatique**. L'invariance de M correspond à celle du flux embrassé par la boucle de courant constituée par la trajectoire de la particule. Un raisonnement similaire appliqué aux électrons conduirait à la même conclusion.

** Effet miroir*

Il s'agit de la réflexion de particules dans les régions où les lignes de force du champ magnétique se resserrent et forment une sorte de goulot d'étranglement. Plus précisément :

Δ Lorsque le champ magnétique varie le long d'une ligne de force du champ, il y a

convergence ou divergence des lignes, car $\text{div } \vec{B} = 0$ et le flux embrassé par une surface se conserve le long des lignes de champ. Si la particule est précipitée dans l'ionosphère, la norme du champ magnétique le long de sa trajectoire va augmenter en se rapprochant de la Terre. Or, d'après le premier invariant adiabatique, M se conserve ; comme, de plus :

$$M = \frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot v_{\perp}^2}{B}, \text{ alors } \frac{v_{\perp}^2}{B} \text{ reste constant. Par conséquent, lorsque la norme de } B \text{ augmente,}$$

la vitesse transverse de la particule va aussi augmenter, ce qui signifie que le proton va tourner de plus en plus vite. Simultanément, la vitesse du centre guide v_{\parallel} va diminuer, pouvant parfois s'annuler ; en effet, d'après la conservation de l'énergie, la somme $v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2$ est constante. Si la vitesse v_{\parallel} s'annule, la particule sera alors réfléchiée, B n'étant pas totalement uniforme à l'altitude de réflexion. Ainsi, les particules sont repoussées par les régions de fort champ magnétique.

Δ D'après la conservation de l'énergie,

$v^2 = v_0^2$, l'indice 0 signifiant que la grandeur est considérée à un instant donné ; v_0 a donc valeur d'une constante. De plus, en notant θ l'angle d'attaque entre la trajectoire de la particule et le champ magnétique : $v = \frac{v_{\perp}}{\sin\theta}$. Par conséquent,

$$\frac{v_{\perp}}{\sin\theta} = v_0 = \frac{v_{\perp 0}}{\sin\theta_0},$$

Soit, d'après le premier invariant adiabatique,

$$\frac{B}{\sin^2\theta} = \frac{B_0}{\sin^2\theta_0} \tag{II.26}$$

♦ Si l'angle θ_0 est tel que : $\sin^2\theta_0 \cdot \frac{B_{\max}}{B_0} > 1$, la particule sera réfléchiée au point où $B = \frac{B_0}{\sin^2\theta_0}$. Ce point est appelé point miroir : son altitude dépend en particulier de la géométrie du champ magnétique. Le resserrement des lignes de force du champ agit comme une barrière de potentiel pour la particule qui ne peut ici la franchir, ayant un angle d'attaque trop proche de 90° .

♦ En revanche, si l'angle θ_0 est tel que : $\sin^2\theta_0 \cdot \frac{B_{\max}}{B_0} < 1$, la particule est précipitée.

♦ L'angle critique θ_m est donné par : $\sin\theta_m = \sqrt{\frac{B_0}{B_{\max}}}$.

Il permet de définir un cône de perte constitué par les particules qui, vérifiant $\theta_0 > \theta_m$, ne sont pas réfléchies et sont précipitées vers les altitudes plus basses. Il faut rappeler que l'angle d'attaque θ est supérieur à $\pi/2$ pour les particules descendantes.

Δ D'après la relation (II.26) et notant C, une constante,

$$\frac{\sin^2\theta}{B} = C \quad \text{soit,} \quad \frac{1 - \mu^2}{B} = C$$

où μ représente le cosinus de l'angle d'attaque θ ,

D'où, $\mu = \pm \sqrt{1 - C.B}$

Cette relation va permettre de déterminer l'expression de $\frac{d\mu}{ds}$, qui apparaît dans l'équation de transport (II.16) et qui est liée à l'effet miroir :

$$\frac{d\mu}{ds} = \pm \frac{1}{2} \cdot \frac{-C}{\sqrt{1 - C.B}} \cdot \frac{dB}{ds}$$

Soit $\frac{d\mu}{ds} = - \frac{1 - \mu^2}{2\mu B} \cdot \frac{dB}{ds}$ (II.27)

* La dérivée du champ magnétique par rapport à l'abscisse curviligne s est déterminée analytiquement et numériquement aux § V-1 et V-2.

* Lorsque les particules pénètrent, à plus basse altitude, dans un milieu dense, les collisions avec les neutres - et avec les électrons ambiants pour les électrons énergétiques - deviennent nombreuses. La plupart des particules qui auraient dû être réfléchies à l'intérieur ou au-dessous de cette région vont être absorbées. L'effet de miroir magnétique devient alors négligeable. Si B_c est la valeur du champ à l'intersection de la ligne de force du champ et du sommet de la région dense, les particules qui peuvent ne pas être réfléchies en raison de collisions sont celles dont l'angle d'attaque θ vérifie :

$$\theta > \theta_c \text{ avec } \sin^2\theta_c = \frac{B_0}{B_c} .$$

CHAPITRE III

CHAPITRE III

RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT POUR UN FLUX INCIDENT DE PROTONS

III. 1 - PERTES D'ENERGIE.....	89
III. 2 - RESOLUTION ANALYTIQUE.....	97
III. 2 - a) Introduction de forces dissipatives.....	97
<i>III. 2 - a - α) Collision sans redistribution angulaire.....</i>	<i>100</i>
<i>III. 2 - a - β) Collision avec redistribution angulaire.....</i>	<i>101</i>
III. 2 - b) Vers les équations classiques de transport.....	107
III. 3 - TRAITEMENT NUMERIQUE.....	110
III. 3 - a) Discrétisation en énergie et en angle.....	111
III. 3 - b) Discrétisation en s.....	113
III. 3 - c) Calcul de l'exponentielle d'une matrice creuse de grande taille..	116
<i>III. 3 - c - α) Résolution sans redistribution angulaire.....</i>	<i>116</i>
<i>III. 3 - c - β) Résolution avec redistribution angulaire.....</i>	<i>119</i>

CHAPITRE III

RESOLUTION DES EQUATIONS DE TRANSPORT POUR UN FLUX INCIDENT DE PROTONS

Dans la littérature, la description de la dégradation d'un flux incident de protons précipités dans l'atmosphère terrestre s'appuie sur l'**équation classique de Boltzmann**. Cette dernière est valable uniquement pour les systèmes conservatifs [*Basu et al.*, 1993] : toutes les forces mises en jeu sont conservatives du point de vue énergétique. De ce fait, personne, jusqu'à présent, n'a cherché à introduire des forces dissipatives dans les équations de transport des protons ; toutes les interactions binaires entre particules énergétiques - protons ou atomes d'hydrogène - et atmosphériques sont regroupées sous le terme de collision qui, dans les équations, représente les sources internes (cf. relation (II.17) et § II.3).

Dans un but de simplification, la plupart des résolutions proposées [*Jasperse et Basu*, 1982 ; *Basu et al.*, 1990, 1993] négligent toute redistribution angulaire intervenant au cours d'une collision ou par effet de miroir magnétique (cf. (I.1) et (I.2)). Dans ces conditions, la réaction de diffusion est négligée et la perte d'énergie associée subie par les particules énergétiques n'est pas prise en compte. De plus, les particules précipitées ne sont pas redistribuées angulairement au cours de leur trajectoire simulée dans l'atmosphère terrestre. Il n'est donc pas possible de décrire par exemple le décalage Doppler vers le rouge des raies d'émission d'atomes d'hydrogène observées le long des lignes de force du champ magnétique (cf. § I.1-b) ; la détermination du processus à l'origine de ce décalage ne peut *a fortiori* être envisagée.

La résolution que nous proposons ici prend en compte les redistributions angulaires d'origine collisionnelle ou magnétique ; elle s'appuie sur l'**équation générale de transport (II.10)** démontrée au § II.1. Cette équation exprime la variation de la fonction f de distribution à une particule. Elle est valable pour des systèmes dissipatifs :

$$\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{\vec{F}}{m} f(\vec{r}, \vec{v}, t) \right) = \left(\frac{\delta f}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + Q(\vec{r}, \vec{v}, t) \quad (\text{III.1})$$

Il est ainsi possible d'introduire des forces dissipatives.

Pour les électrons énergétiques, la friction conduisant au chauffage des électrons thermiques ambiants et ralentissant continûment les électrons précipités est décrite par l'intermédiaire d'une telle force :

$$\vec{F} = -n_e(s) \cdot L_e(s, E) \cdot \vec{u} \quad (\text{III.2})$$

où n_e représente la densité des électrons ambiants,

$\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$, avec \vec{v} , le vecteur vitesse des électrons suprathermiques et v , sa norme,

et $L_e(s, E)$, la fonction de perte en général exprimée en eV.cm², décrivant la perte d'énergie par friction associée aux électrons suprathermiques d'énergie E et caractérisés par la coordonnée spatiale s [Swartz et al., 1971 ; Stamnes and Rees, 1983a].

En revanche, les autres interactions collisionnelles, celles entre électrons énergétiques et molécules atmosphériques, sont traitées dans le terme de collision, premier terme du membre de droite de (III.1), et non comme force dissipative. La discrétisation en énergie des collisions électron-neutre valide cette façon de procéder, du moins pour les électrons non thermiques de basse énergie.

D'après le § II.2, l'équation générale de transport (III.1) peut être exprimée en fonction de la grandeur mesurable I_e , flux dégradé d'électrons ; elle prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} (I_e(s, E, \mu)) + \mu \cdot \frac{d\mu}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} (I_e(s, E, \mu)) - n_e(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_e(s, E) \cdot I_e(s, E, \mu)) \\ = \frac{1}{v} \cdot \left(\frac{\delta I_e}{\delta t} \right)_{\text{coll}} + S_e(s, E, \mu) \end{aligned} \quad (\text{III.3})$$

Le flux I_e est fonction de trois variables : la coordonnée spatiale s - abscisse curviligne prise le long d'une ligne de force du champ magnétique -, le cosinus μ de l'angle d'attaque, et l'énergie E de la particule. L'hypothèse de stationnarité a été appliquée au flux I_e et le champ électrique macroscopique a été négligé.

Le premier terme du membre de droite représente le terme de collision - ou source interne -, illustrant ici les collisions électron énergétique-neutre (cf. § II.3). Le deuxième terme regroupe les sources externes constituées par les électrons primaires, telles que les photoélectrons ou les protoélectrons, électrons créés au cours de réactions d'arrachement ou d'ionisation entre les protons, ou les atomes d'hydrogène, et les neutres. De telles sources sont inexistantes pour les particules hydrogénées, les réactions de changement de charge étant prises en compte dans le terme de collision.

Par analogie avec la force de friction introduite pour étudier les électrons énergétiques, nous avons cherché à exprimer le transfert d'énergie par collisions entre protons ou atomes d'hydrogène d'une part, et neutres d'autre part, à l'aide de forces dissipatives par l'intermédiaire de fonctions de perte : nous avons ainsi été amenés à examiner le caractère continu en énergie de ces collisions. Cette démarche, faisant appel à l'équation générale de transport, ouvre une voie nouvelle pour résoudre le système d'équations de transport des protons ; elle permet de simplifier le système, tout en conservant les termes de redistributions angulaires d'origine collisionnelle ou magnétique.

La résolution du système d'équations générales relatives au transport d'un flux incident de protons est fondée sur l'**approximation de dégradation continue en énergie des particules énergétiques**. En vue de justifier cette approximation et d'introduire des quantités utilisées par la suite, c'est-à-dire lors de la résolution du système d'équations de transport, il apparaît préférable d'examiner, dans un premier temps, les pertes d'énergie subies par les protons et les atomes d'hydrogène lors d'interactions avec les neutres atmosphériques.

III. 1 - PERTES D'ENERGIE

La perte d'énergie subie par une particule énergétique lors d'une réaction impliquant une molécule neutre atmosphérique est notée W . Les potentiels d'excitation et d'ionisation sont désignés respectivement par V^{exci} et V^{ioni} . Les indices P , H et k se rapportent respectivement aux protons, aux atomes d'hydrogène et à une espèce neutre atmosphérique, soit N_2 , O_2 ou O . Bien que, lors de certaines réactions telles que la capture, les particules neutres peuvent être excitées, nous avons séparé, dans notre modélisation, les excitations des autres réactions. De plus, les excitations possibles des atomes d'hydrogène énergétiques ne sont pas prises en compte dans l'équation de transport. Par ailleurs, il faut noter que l'énergie incidente désigne l'énergie de la particule hydrogénée avant une collision avec un neutre : il s'agit donc d'une énergie locale.

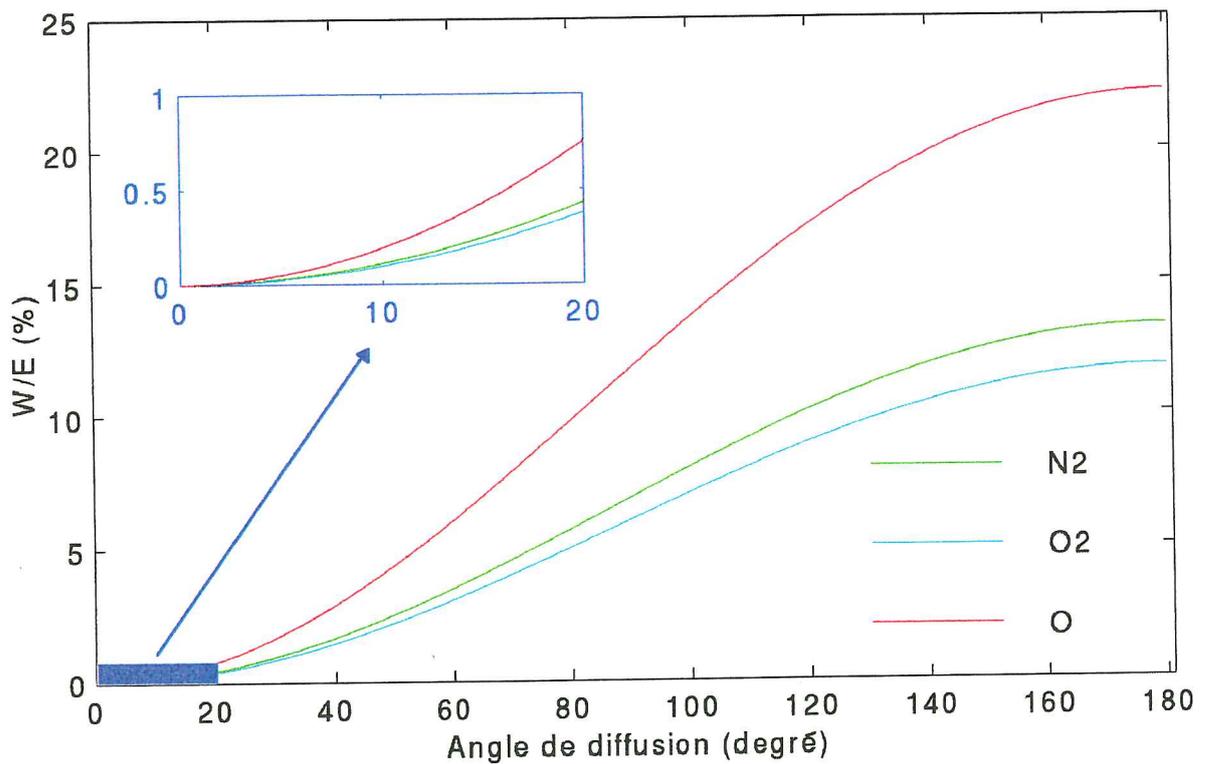
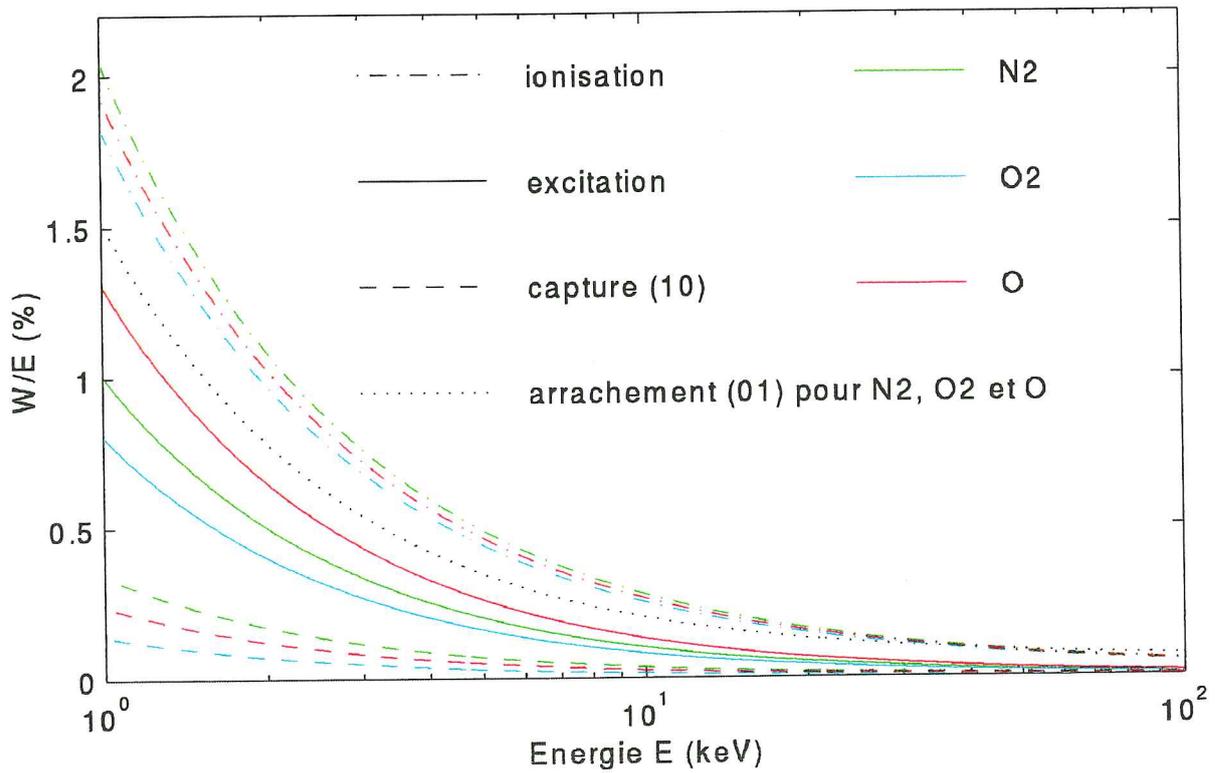


Figure III.1 -a (en haut) : Perte relative d'énergie W/E subie par une particule hydrogénée, en fonction de l'énergie de celle-ci, lors d'une réaction inélastique avec un neutre.

Figure III.1 -b (en bas) : Perte relative d'énergie W/E subie par une particule hydrogénée, en fonction de l'angle de diffusion φ , lors d'une diffusion élastique avec un neutre.

Les différentes pertes relatives d'énergie $\frac{W}{E}$ sont représentées sur la *figure III.1*, illustrant ainsi le présent paragraphe.

* *Réactions de changement de charge* : $H^+ \leftrightarrow H$

◆ **Capture (10)**



$$W_k^{10} = V_k^{\text{ioni}} - V_H^{\text{ioni}}$$

Etant donné que $V_H^{\text{ioni}} = 13,6 \text{ eV}$ et que, d'après *Basu et al.* [1990, 1993], :

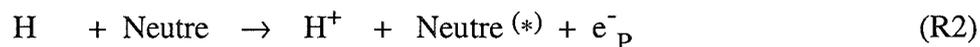
	N ₂	O ₂	O
V _k ^{ioni} (en eV)	17	15	16

la perte d'énergie subie par un proton lors d'une capture est :

	N ₂	O ₂	O
W _k ¹⁰ (en eV)	3,4	1,4	2,4

Ainsi la quantité W^{10} est indépendante de l'énergie du proton incident. De plus, elle est négligeable par rapport à l'énergie initiale du proton incident, laquelle est supérieure à une centaine d'eV et, en général, comprise entre 1 et 100 keV.

◆ **Arrachement (01)**



$$W^{01} = V_H^{\text{ioni}} + \langle E_e^{01} \rangle$$

$\langle E_e^{01} \rangle$ désigne l'énergie moyenne du protoélectron produit avec l'énergie E_e . Cette grandeur moyenne dépend de l'énergie E_H de l'atome d'hydrogène incident :

$$\langle E_e^{01} \rangle = \int_0^{\infty} E_e \cdot g_0(E_H, E_e) \cdot dE_e$$

où g_0 représente la distribution normalisée de l'énergie des protoélectrons arrachés aux atomes d'hydrogène. D'après *Van Zyl et al.* [1984], dans le référentiel lié à l'atome d'hydrogène, la distribution est de la forme :

$$g_0(E_H, E_e) = \frac{1}{E_a} \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{E_a}\right)$$

Transformant g_0 pour obtenir une expression valable dans le référentiel du laboratoire, *Basu et al.* [1993] obtiennent, pour l'énergie moyenne de l'électron, la forme suivante :

$$\langle E_e^{01} \rangle = \beta + E_H \cdot \gamma$$

avec $\beta = 1 \text{ eV}$

et $\gamma \approx \frac{1}{1836}$, rapport entre la masse de l'électron et celle du proton.

La relation suivante est alors obtenue pour la perte d'énergie subie par l'atome d'hydrogène lors d'un arrachement :

$W^{01} = V_H^{\text{ioni}} + \beta + E_H \cdot \gamma$

Il en résulte que la perte W^{01} est indépendante de l'espèce de la molécule avec laquelle interagit la particule énergétique. De plus, bien qu'augmentant avec E_H , la quantité W^{01} reste toujours très inférieure à l'énergie initiale de l'atome d'hydrogène, d'un facteur supérieur à 10^3 ; il en est de même entre sa variation et celle de E_H .

Dans le tableau suivant, sont indiquées les valeurs de la perte d'énergie W^{01} pour quelques valeurs d'énergie de l'atome d'hydrogène incident. Il est à remarquer que E_H est exprimé en keV et que W^{01} l'est en eV.

E_H (keV)	1	5	10	50	100	200	500	10^3
W^{01} (eV)	15,1	17,3	20,1	41,8	69,1	123,5	286,9	559,1

* Réactions de conservation de charge : $H^+ \leftrightarrow H^+$ ou $H \leftrightarrow H$

◆ Diffusion élastique



A la différence des électrons, les protons et les atomes d'hydrogène, de par leur masse plus élevée, peuvent subir une perte d'énergie conséquente au cours d'une diffusion. Lors d'une telle collision, de l'énergie est communiquée à la molécule cible par transfert de moment.

Aux énergies et angles de diffusion élevés, la collision est du type Rutherford [Newman et al., 1986] : il s'agit d'une interaction entre la particule incidente et le noyau cible, c'est-à-dire un de ceux de la molécule neutre ; l'état électronique de la molécule reste inchangé. Pour des redistributions angulaires importantes, l'énergie transférée peut représenter une fraction significative de l'énergie cinétique du projectile.

Dans le système "particule énergétique - molécule cible", la molécule cible étant supposée initialement au repos, la conservation de l'énergie et celle de la quantité de mouvement au cours de la collision - applicables étant donné que l'interaction entre les particules est élastique - conduisent à la détermination de la perte d'énergie subie par le projectile :

$$W_k^{\text{élas}} = E \cdot \left[1 - \left(\frac{m}{m + m_k} \right)^2 \cdot \left(\cos \varphi + \sqrt{\frac{m_k^2}{m^2} - \sin^2 \varphi} \right)^2 \right]$$

où E représente l'énergie du projectile (P ou H),

m, sa masse,

m_k , la masse de la molécule cible,

et φ , l'angle de déflexion (ou de diffusion) du projectile par rapport à sa direction initiale.

Pour un proton ou un atome d'hydrogène, $m = 1 \text{ g/mol} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$, étant donné qu'une mole est égale à $6,022 \cdot 10^{23}$ atomes. De plus,

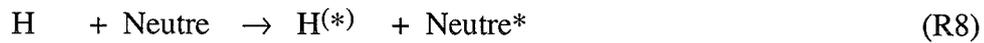
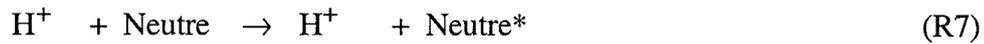
pour N, $m_k = 14 \text{ g/mol} = 2,34 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$

et pour O, $m_k = 16 \text{ g/mol} = 2,67 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$.

La perte relative d'énergie, $\frac{W_k^{\text{élas}}}{E}$, est illustrée sur la figure III.1-b. Elle est indépendante de

l'énergie de la particule hydrogénée. Par ailleurs, bien qu'elle puisse atteindre des valeurs de l'ordre de 20 %, elle n'excède pas $2 \cdot 10^{-2}$ % pour des angles de diffusion inférieurs à 1° , angles les plus couramment observés [Fleischmann et al., 1967 et 1974 ; Newman et al., 1986 ; Johnson et al., 1988 et Gao et al., 1990].

◆ **Excitation**



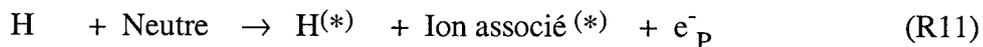
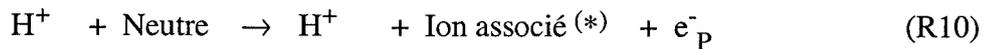
$W_k^{\text{exci}} = V_k^{\text{exci}}$

D'après Basu et al. [1990, 1993], les valeurs pour la perte d'énergie sont les suivantes :

	N ₂	O ₂	O
W _k ^{exci} (en eV)	10	8	13

La perte d'énergie subie par une particule énergétique lors d'une excitation ne dépend que de l'espèce neutre excitée. Elle est négligeable par rapport à l'énergie du proton ou de l'atome d'hydrogène incident.

◆ **Ionisation**



$W_k^{\text{ioni}} = V_k^{\text{ioni}} + \langle E_e^{\text{ioni}} \rangle$

avec V_k^{ioni} , le potentiel d'ionisation de l'espèce neutre k, explicité au début du présent paragraphe III.1, dans la partie concernant la réaction de capture.

Lors de l'ionisation de la molécule neutre k, $\langle E_e^{\text{ioni}} \rangle$ désigne l'énergie moyenne du protoélectron produit avec l'énergie E_e . Cette grandeur dépend de l'énergie E de la particule énergétique incidente :

$$\langle E_e^{\text{ioni}} \rangle = \int_0^{\infty} E_e \cdot f(E, E_e) \cdot dE_e$$

où f représente la distribution normalisée par rapport à l'énergie E_e de l'électron arraché à la molécule neutre.

$$\Delta \text{ Pour les protons : } E = E_p$$

La mesure de sections efficaces différentielles [Crooks et Rudd, 1971 ; Toburen, 1971 et Rudd, 1979] conduit à la détermination de la distribution f , dont une forme approximative est donnée par l'expression suivante [Basu et al., 1993] :

$$f(E_p, E_e) = \frac{1}{E_a} \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{E_a}\right) \quad \text{pour } 5 < E_p < 150 \text{ keV}$$

$$\text{avec } E_a = \frac{\sqrt{V_k^{\text{ioni}} \cdot E_p \cdot \gamma}}{\alpha},$$

$$\gamma \approx \frac{1}{1836}, \text{ rapport entre la masse de l'électron et celle du proton,}$$

$$\text{et } \alpha \approx 0,91.$$

D'où, d'après la relation de définition, l'énergie moyenne du protoélectron est égale à :

$$\langle E_e^{\text{ioni}} \rangle = E_a$$

Soit,

$$\langle E_e^{\text{ioni}} \rangle = \frac{\sqrt{V_k^{\text{ioni}} \cdot E_p \cdot \gamma}}{\alpha}$$

Pour des énergies supérieures, la fonction de distribution f s'éloigne de l'exponentielle et pour $E_p \approx 1 \text{ MeV}$,

$$f(E_p, E_e) \approx E_e^{-2} \quad [\text{Basu et al., 1993}].$$

$$\Delta \text{ Pour les atomes d'hydrogène : } E = E_H$$

A notre connaissance, aucune donnée sur la distribution en énergie des électrons produits lors de collisions entre un atome d'hydrogène et une molécule atmosphérique (N_2 , O_2 ou O) n'est actuellement disponible.

Se fondant sur des travaux de Rudd et al. [1980] concernant des données sur les collisions

H + He, Van Zyl et al. [1984] ont pris pour fonction de distribution $f(E_H, E_e)$ associée à la production des protoélectrons par ionisation de molécules neutres par des atomes d'hydrogène, la forme suivante :

$$f(E_H, E_e) = f_+ \cdot \frac{1}{E_{a+}} \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{E_{a+}}\right) + f_- \cdot \frac{1}{E_{a-}} \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{E_{a-}}\right)$$

où E_{a+} et E_{a-} sont les énergies moyennes des électrons produits,
 et f_+ et f_- , les fractions du nombre total d'électrons produits lors de l'ionisation de la cible neutre par le noyau H^+ (indice +) ou par l'électron orbital (indice -) d'un atome d'hydrogène.
 D'après Basu et al. [1993] :

$$f_+ \ll f_- \approx 1 \quad \text{et} \quad E_{a-} \ll E_{a+}$$

$f(E_H, E_e)$ est donc une fonction identique à celle déjà établie pour les protons.

Δ Ainsi, quelle que soit la particule énergétique ionisante :

$$W_k^{\text{ioni}} = V_k^{\text{ioni}} + E_a \quad \text{avec} \quad E_a = \frac{\sqrt{V_k^{\text{ioni}} \cdot E \cdot \gamma}}{\alpha}$$

La perte d'énergie W_k^{ioni} n'est fonction que de l'espèce neutre ionisée et de l'énergie de la particule incidente. Cette perte étant déterminée à partir de l'énergie moyenne du protoélectron, il s'avère intéressant d'étudier l'écart-type de l'énergie de cet électron :

$$\sigma_{E_e} = \sqrt{\int_0^\infty (E_e - E_a)^2 \cdot f(E_X, E_e) \cdot dE_e} = E_a = W_k^{\text{ioni}} - V_k^{\text{ioni}}$$

Pour chaque espèce neutre, le tableau suivant présente la perte d'énergie W_k^{ioni} (colonne de gauche) et l'écart-type de l'énergie du protoélectron σ_{E_e} (colonne de droite) :

E (en keV)	W_k^{ioni} et σ_{E_e} (en eV)					
	N ₂		O ₂		O	
1	20,3	3,3	18,1	3,1	19,2	3,2
5	24,5	7,5	22,0	7,0	23,3	7,3
10	27,6	10,6	24,9	9,9	26,3	10,3
50	40,6	23,6	37,2	22,2	38,9	22,9
100	50,4	33,4	46,4	31,4	48,4	32,4

De l'ordre au plus de quelques dizaines d'eV, la perte d'énergie subie par une particule énergétique - proton ou H - lors de l'ionisation d'un neutre atmosphérique reste nettement inférieure à l'énergie initiale de cette particule énergétique ; sa variation est faible devant celle de l'énergie de la particule. Ces conclusions restent valables, même lorsque l'écart-type est pris en compte.

L'étude des pertes d'énergie a permis d'établir leur caractère négligeable devant l'énergie incidente des particules hydrogénées (cf. figure III.1) : la dégradation en énergie des protons et des atomes d'hydrogène se propageant dans l'atmosphère peut ainsi être estimée continue. De plus, cette étude montre que la perte d'énergie varie lentement vis-à-vis de l'énergie de la particule incidente.

Ces conclusions constituent une justification des hypothèses sur lesquelles repose la résolution analytique.

III. 2 - RESOLUTION ANALYTIQUE

III. 2 - a) Introduction de forces dissipatives

Pour résoudre les équations générales de transport des protons et des atomes d'hydrogène, la méthode imaginée ici s'articule autour de l'utilisation de forces dissipatives. Ces dernières permettent de décrire les redistributions en énergie subies par les particules énergétiques au cours d'une collision avec un neutre atmosphérique. *Une telle description impose que :*

- les particules énergétiques subissent une **perte d'énergie au cours de la collision** considérée,
- ces **pertes d'énergie** soient **négligeables devant l'énergie incidente des particules**, de telle sorte que la dégradation en énergie puisse être supposée continue, et non discrète comme dans le terme de collision développé au § II.3. Une telle approximation est appelée *continuous slowing down* : les particules énergétiques sont ralenties continûment dans le milieu de propagation,
- la **perte d'énergie**, qui peut affecter une particule énergétique au cours d'une collision donnée, **varie lentement vis-à-vis de l'énergie de la particule**.

Les pertes d'énergie que subissent les protons et les atomes d'hydrogène lors de leur trajectoire dans l'atmosphère terrestre ont été explicitées et analysées au § III.1 : les trois conditions précédentes, nécessaires pour caractériser les redistributions en énergie par des forces dissipatives, sont satisfaites au moins dans des domaines d'énergies supérieures au keV.

Au cours d'une collision, une particule énergétique subit non seulement une perte d'énergie, mais aussi une variation en angle d'attaque, comme l'illustre la *figure III.2*. Ces redistributions en énergie et en angle sont décrites par des fonctions caractéristiques des collisions, appelées sections efficaces différentielles - exprimées en $\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1} \cdot (2\pi \text{sr})^{-1}$. Par définition de la redistribution énergétique, la forme suivante, valable pour un processus **pr** donné (excitation, ionisation, diffusion élastique ou réactions de changement de charge) entre un neutre **k** et une particule énergétique **X**, a été adoptée pour ces fonctions :

$$\sigma_{k,X}^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) = \sigma_{k,X}^{\text{pr}}(E') \cdot \delta(E', E + W_{k,X}^{\text{pr}}) \cdot \Phi_{k,X}^{\text{pr}}(E', \mu' \rightarrow \mu) \quad (\text{III.4})$$

où $\sigma_{k,X}^{\text{pr}}$ est une section efficace mesurable, exprimée en cm^2 . Elle est représentative de la probabilité qu'une collision entre une particule énergétique X et un neutre k conduise au processus pr, quels que soient les angles d'attaque de la particule avant et après collision,

$W_{k,X}^{\text{pr}}$ est la perte d'énergie subie par la particule énergétique et caractéristique de la redistribution angulaire ; elle est fonction de l'énergie de la particule avant collision et, dans le cas d'une diffusion angulaire, de la variation de l'angle d'attaque au cours de la collision (cf. § III.1),

et $\Phi_{k,X}^{\text{pr}}$ est une fonction normalisée de phase. Cette fonction de distribution en angle est très étroite, symétrique par rapport à μ et centrée en μ , μ étant le cosinus de l'angle d'attaque θ . Elle

dépend plus exactement de l'angle de déflexion $\varphi = |\theta' - \theta|$ avec θ et θ' , les angles d'attaque de la particule énergétique, respectivement avant et après la collision [Fleischmann et al., 1974 ; Van Zyl et al., 1978 ; Newman et al., 1986 ; Johnson et al., 1988 et Gao et al., 1990]. Par exemple, elle peut être prise égale à une gaussienne ou à un dirac.

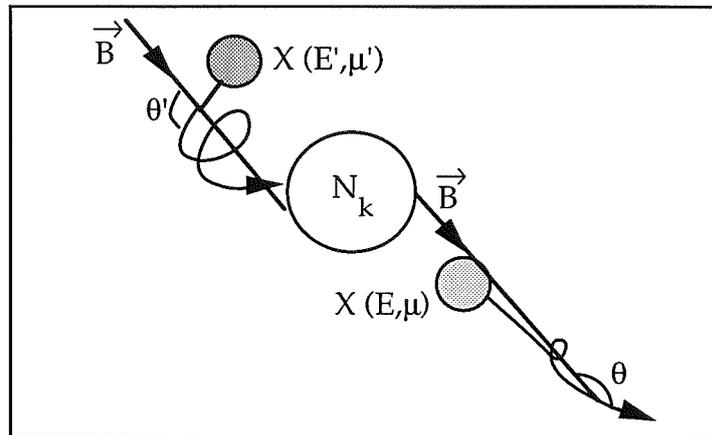


Figure III.2 : Une particule énergétique - ici chargée - entrant en collision avec une molécule neutre N_k est redistribuée en énergie ($E' \rightarrow E$) et en angle ($\mu' \rightarrow \mu$).

Les trois conditions - citées au début de ce paragraphe - concernant les pertes d'énergie subies par les particules énergétiques lors de collisions avec des neutres atmosphériques seront admises dans toute la suite de cet exposé. Ces trois conditions permettent d'introduire des forces dissipatives pour décrire les interactions des protons, ou des atomes d'hydrogène, avec des neutres.

La définition de telles forces fera appel aux sections efficaces différentielles et, par là même, aux différentes fonctions introduites dans le présent paragraphe (cf. relation (III.4)). Bien que dépendantes de la redistribution angulaire, ces forces dissipatives sont représentatives de la redistribution en énergie. La redistribution en angle subie par la particule énergétique sera, quant à elle, prise en compte dans le terme de collision, premier terme du membre de droite de l'équation (III.1).

Dans un premier temps, la forme de telles forces va être discutée lorsque la variation de l'angle d'attaque de la particule énergétique est négligée. Puis le cas général, pour lequel la particule subit à la fois une perte d'énergie et une variation angulaire, sera abordé. Le système

d'équations de transport ainsi obtenu, applicable à un flux incident de protons, sera alors explicité.

III. 2 - a - α) Collision sans redistribution angulaire

Une force dissipative, représentative de la friction avec les électrons ambiants, ralentit d'une manière continue les électrons énergétiques (cf. relation (III.2)). Par analogie, une collision pr entre un neutre d'espèce k et une particule énergétique X dégradée continûment en énergie et ne subissant pas une redistribution significative de son angle d'attaque, peut être décrite par une force dissipative de la forme :

$$\vec{F} = - n_k(s) \cdot L_{k,X}^{pr}(E) \cdot \vec{u} \quad (\text{III.5})$$

où n_k représente la densité des neutres d'espèce k,

et $L_{k,X}^{pr}$, la fonction de perte associée à une telle collision. Cette fonction est appelée *loss function* ou encore *stopping power*. Elle est définie comme étant la perte d'énergie par unité de distance parcourue et par unité de densité de gaz traversé. C'est la perte d'énergie - selon un processus collisionnel pr - subie par la particule énergétique X d'énergie E, ayant parcouru une distance donnée selon l'axe y, dans un gaz de densité n_k [Miller et Green, 1973] :

$$L_{k,X}^{pr}(E) = - \frac{1}{n_k} \frac{dE}{dy}$$

Cette fonction est en général exprimée en eV.cm². Elle peut être interprétée aussi comme étant la perte d'énergie $W_{k,X}^{pr}$ subie par la particule X lors du processus pr avec un neutre k, pondérée par la section efficace $\sigma_{k,X}^{pr}$ [Edgar et al., 1973], soit :

$$L_{k,X}^{pr}(E) = W_{k,X}^{pr}(E) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E) \quad (\text{III.6})$$

$\sigma_{k,X}^{pr}$ est proportionnelle à la probabilité que ce processus ait lieu.

Une démonstration, similaire à celle effectuée au § II.2 pour la force de friction, est applicable à la force dissipative représentative d'un type de collisions entre une particule hydrogénée et un neutre, sans redistribution angulaire (cf. relation (III.5)). Le terme suivant (III.7), associé à une collision donnée entre un neutre k et une particule énergétique X, apparaît alors dans le membre de gauche de l'équation générale de transport des protons ou des atomes d'hydrogène (cf. système (II.17)), équation analogue à (III.3) qui est valable pour les électrons :

$$- \mathbf{n}_k(\mathbf{s}) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_{k,X}^{pr}(E) \cdot I_X(\mathbf{s}, E, \mu)) \quad (\text{III.7})$$

III. 2 - a - β) Collision avec redistribution angulaire

Les redistributions angulaires affectant une particule énergétique hydrogénée lors d'une collision avec un neutre atmosphérique sont relativement faibles [Fleischmann et al., 1967 et 1974 ; Newman et al., 1986 ; Johnson et al., 1988 et Gao et al., 1990]. Cependant, elles pourraient être à l'origine des émissions de l'atome d'hydrogène décalées vers le rouge et provenant de la basse atmosphère ; l'effet de miroir magnétique a certes un rôle dominant sur les redistributions angulaires des atomes d'hydrogène par action sur les protons, mais il semble agir principalement dans la haute atmosphère (cf. § I.1-c).

Sur les flux ascendants de particules énergétiques, l'influence des diffusions collisionnelles et de l'effet de miroir magnétique ne peut être évaluée à l'heure actuelle que par une modélisation. Les modèles proposés dans la littérature [Jasperse et Basu, 1982 ; Basu et al., 1990, 1993] supposent la diffusion vers l'avant au cours d'une collision et négligent les processus magnétiques. Ils ne permettent ni de déterminer le flux remontant vers le sommet de l'atmosphère, ni *a fortiori* de savoir quel processus agit à quelle altitude, quelle énergie et quel angle d'attaque sur ce flux. De ce fait, il apparaît nécessaire de prendre en considération non seulement l'effet de miroir magnétique (cf. § II.4), mais aussi les redistributions angulaires collisionnelles.

Lorsque la particule énergétique X, d'énergie initiale E' et d'angle d'attaque μ' , subit une variation de son angle d'attaque au cours d'une collision avec un neutre d'espèce k, une forme plus complète de la fonction de perte peut alors être adoptée :

$$L_{k,X}^{pr}(E', \mu' \rightarrow \mu) = W_{k,X}^{pr}(E', \mu' \rightarrow \mu) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E') \cdot \Phi_{k,X}^{pr}(E', \mu' \rightarrow \mu) \quad (\text{III.8})$$

La fonction de perte ainsi définie dépend à la fois de l'énergie de la particule incidente, et de son angle de déflexion. Dans l'équation de transport, le terme représentatif de la redistribution en énergie est du même type que (III.7). Toutefois, il doit être intégré sur l'ensemble des angles de déflexion ; ceci revient à intégrer sur l'ensemble des angles d'attaque θ' possibles pour la particule avant collision, l'angle d'attaque θ après collision étant fixé :

$$- n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(\int_{-1}^1 L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \right) \quad (\text{III.9})$$

Le processus pr représente une excitation, une ionisation, une diffusion élastique ou une réaction de changement de charge ; pour cette dernière, il s'agit soit d'un arrachement avec X=H dans l'équation des protons, soit d'une capture avec X=P dans l'équation des atomes d'hydrogène.

En vue d'associer une force dissipative à ce terme représentatif d'une redistribution énergétique et d'obtenir un terme similaire au troisième terme de l'équation (III.1), il est nécessaire de munir l'espace vectoriel réel L_c d'un produit scalaire. L'espace L_c est défini comme étant l'espace des fonctions à une variable μ' , continues sur leur espace de définition $D_f = [-1;1]$, de carré intégrable en μ' et à valeurs dans \mathfrak{R} . Le produit scalaire choisi - forme bilinéaire symétrique définie réelle positive - est noté $\langle \cdot \rangle_{\mu'}$ et est défini par :

$$\forall (g,h) \in L_c^2, \quad \langle g(\mu') ; h(\mu') \rangle_{\mu'} = \int_{-1}^1 g(\mu') \cdot h(\mu') \cdot d\mu' \quad (\text{III.10})$$

L'espace préhilbertien réel ainsi construit contient les fonctions $L_{k,X}^{pr}$ et I_X , les variables s , E et μ étant fixées. Appliquant le produit scalaire à ces fonctions, le terme (III.9) de l'équation de transport devient :

$$\begin{aligned} & - n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(\int_{-1}^1 L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \right) \\ &= - n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(\langle L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) ; I_X (s, E, \mu') \rangle_{\mu'} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial E} \left(\langle F_{k,X}^{pr} (s, E, \mu, \mu') ; I_X (s, E, \mu') \rangle_{\mu'} \right) \end{aligned}$$

Dans l'équation exprimée en fonction non plus du flux I_X mais de la fonction de distribution f (cf. § II.2), ce dernier terme prend la forme suivante :

$$\vec{\nabla}_{\vec{v}} \cdot \left(\frac{1}{m} \cdot \langle F_{k,X}^{pr} ; f(\vec{r}, \vec{v}, t) \rangle_{\mu'} \cdot \vec{u} \right) \quad (\text{III.11})$$

$$\text{avec } \vec{u} = \frac{\vec{v}}{v} .$$

L'expression (III.11) est à mettre en parallèle avec le troisième terme du membre de gauche de l'équation générale de transport (III.1). La force dissipative associée est :

$$\vec{F} = F_{k,X}^{pr} \cdot \vec{u} = -n_k(s) \cdot L_{k,X}^{pr}(E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \vec{u}$$

Il est à noter que, si la redistribution angulaire est négligée, la fonction de distribution $\Phi_{k,X}^{pr}$ est réduite à un simple dirac :

$$\Phi_{k,X}^{pr}(E, \mu' \rightarrow \mu) = \delta(\mu', \mu)$$

D'où,

$$\vec{F} = -n_k(s) \cdot L_{k,X}^{pr}(E) \cdot \vec{u}$$

et

$$\frac{\partial}{\partial E} (\langle F_{k,X}^{pr}(s, E, \mu, \mu') ; I_X(s, E, \mu') \rangle_{\mu'}) = -n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_{k,X}^{pr}(E) \cdot I_X(s, E, \mu))$$

L'expression (III.7), établie pour une collision sans redistribution angulaire, est ainsi retrouvée. Les relations (III.8) et (III.9) ne sont donc qu'une généralisation des relations (III.6) et (III.7) appliquées au cas d'une collision avec redistribution angulaire.

Il faut se rappeler que le terme (III.9), introduit dans le membre de gauche de l'équation de transport, est représentatif de la redistribution en énergie. Dans le terme de collision - premier terme du membre de gauche de (III.3) ou de (II.17) -, doit être pris en compte la redistribution angulaire par l'intermédiaire de deux termes représentatifs de la collision élastique pure associée- c'est-à-dire la collision sans perte d'énergie - (cf. § II.3) :

$$-n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E) \cdot I_X(s, E, \mu) + n_k(s) \cdot \int_{>E}^1 \int_{-1}^1 \sigma_{k,X}^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_X(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu'$$

$$= -n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E) \cdot I_X(s, E, \mu) + n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E) \cdot \int_{-1}^1 \Phi_{k,X}^{pr}(E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X(s, E, \mu') \cdot d\mu' \quad \text{(III.12)}$$

Le premier terme représente le transfert d'énergie, de E vers des niveaux de plus basses

énergies, selon le processus pr. La somme de tels termes sur les différents processus d'absorption - réactions d'excitation, d'ionisation, de diffusion élastique ainsi que, pour les protons, de capture, et, pour les atomes d'hydrogène, d'arrachement - conduit à introduire la section efficace totale d'absorption $\sigma_{k,X}^T$ définie comme étant la probabilité non normalisée qu'une particule énergétique X soit absorbée par un neutre d'espèce k :

$$- \sum_{pr} n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(\mathbf{E}) \cdot I_X(s, \mathbf{E}, \mu) = - n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^T(\mathbf{E}) \cdot I_X(s, \mathbf{E}, \mu) \quad (\text{III.13})$$

Le second terme de l'expression (III.12) illustre le transfert d'énergie associé à un processus pr de production de la particule X, vers E, et cela depuis des niveaux d'énergie plus élevés. Celui-ci peut être une excitation, une ionisation, une diffusion élastique, induite par la particule X. Dans l'équation de transport des protons, il faut tenir compte aussi de l'arrachement, le flux associé I_X étant le flux d'atomes d'hydrogène ; dans l'équation des H, c'est la réaction de capture qui doit être considérée, le flux incident étant alors celui de protons.

En ce qui concerne les réactions de changement de charge, il est à noter que, seul, le premier ou le deuxième terme de la relation (III.12) est à prendre en compte dans l'équation de transport considérée. De telles réactions participent en effet soit à l'absorption, soit à la production d'une espèce énergétique d'état de charge donné.

*
* *

D'après les relations (III.9), (III.12) et (III.13) illustrant les collisions entre protons, ou atomes d'hydrogène, et molécules neutres, les particules énergétiques sont supposées ralenties continûment. Des forces dissipatives ayant ainsi pu être introduites, et d'après la relation (II.27) relative à l'effet de miroir magnétique, le système d'équations issues de l'équation (III.1) et décrivant le transport d'un flux précipité de protons prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned}
 & \diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_P (s, E, \mu) - \frac{1 - \mu^2}{2 \cdot B} \cdot \frac{dB}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} I_P (s, E, \mu) \\
 & - \sum_k n_k (s) \cdot \sum_{pr=exci,ioni,élas} \int d\mu' \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_{k,P}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_P (s, E, \mu')) \\
 & - \sum_k n_k (s) \cdot \int d\mu' \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_k^{01} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_H (s, E, \mu')) \\
 = & - \sum_k n_k (s) \cdot \sigma_{k,P}^T (E) \cdot I_P (s, E, \mu) \\
 & + \sum_k n_k (s) \cdot \sum_{pr=exci,ioni,élas} \int d\mu' \cdot \Phi_{k,P}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \sigma_{k,P}^{pr} (E) \cdot I_P (s, E, \mu') \\
 & + \sum_k n_k (s) \cdot \int d\mu' \cdot \Phi_k^{01} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \sigma_k^{01} (E) \cdot I_H (s, E, \mu') \quad (III.14-1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \diamond \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_H (s, E, \mu) \\
 & - \sum_k n_k (s) \cdot \sum_{pr=exci,ioni,élas} \int d\mu' \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_{k,H}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_H (s, E, \mu')) \\
 & - \sum_k n_k (s) \cdot \int d\mu' \cdot \frac{\partial}{\partial E} (L_k^{10} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_P (s, E, \mu')) \\
 = & - \sum_k n_k (s) \cdot \sigma_{k,H}^T (E) \cdot I_H (s, E, \mu) \\
 & + \sum_k n_k (s) \cdot \sum_{pr=exci,ioni,élas} \int d\mu' \cdot \Phi_{k,H}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \sigma_{k,H}^{pr} (E) \cdot I_H (s, E, \mu') \\
 & + \sum_k n_k (s) \cdot \int d\mu' \cdot \Phi_k^{10} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot \sigma_k^{10} (E) \cdot I_P (s, E, \mu') \quad (III.14-2)
 \end{aligned}$$

Le système d'équations qui vient d'être établi, système intégro-différentiel, est celui adopté dans la présente étude et sur lequel est fondée la résolution numérique qui sera exposée au § III.3. La première équation illustre le transport de protons, la deuxième équation, celui des atomes d'hydrogène, quel que soit l'état interne. Les indices **P**, **H** et **k** se rapportent respectivement aux protons, aux atomes d'hydrogène et à une espèce neutre atmosphérique, soit N₂, O₂ et O pour la Terre.

Le premier membre de chacune des équations comporte un terme de variation du flux le long d'une ligne de force du champ magnétique et, pour les protons, un terme relatif à l'effet de miroir magnétique (cf. § II.4). Les autres termes du membre de gauche représentent, par le biais de forces dissipatives, les redistributions énergétiques liées aux réactions d'excitation, d'ionisation, de diffusion et de changement de charge. Ils ont fait l'objet du § III.2-a-β.

Le second membre correspond aux sources internes (cf. § II.3). Il est constitué de trois termes liés aux réactions élastiques pures associées aux réactions d'excitation, d'ionisation, de diffusion et de changement de charge (cf. **(III.12)**).

Il convient de rappeler que les différentes réactions subies par les espèces énergétiques interagissant avec l'atmosphère sont regroupées au début de ce rapport, à la suite de l'index.

En plus des conditions imposées en vue de l'utilisation de forces dissipatives pour représenter les redistributions énergétiques (cf. début du § III.2-a), le système d'équations **(III.14)** sous-entend plusieurs autres **hypothèses**, déjà discutées au cours du chapitre II, et qui ne sont que rappelées ici :

- comme les lignes de force sont presque verticales dans la région d'étude située en haute latitude, l'atmosphère peut être supposée stratifiée perpendiculairement au champ magnétique,
- l'élargissement du faisceau dû aux atomes d'hydrogène est réduit au facteur de correction ϵ (cf. § I.3-a),
- le champ électrique macroscopique est négligé,
- la stationnarité est appliquée aux flux de protons et d'atomes d'hydrogène.

Les deux premières hypothèses permettent de supposer que les flux de particules énergétiques ne varient que selon la direction du champ magnétique pris comme axe de référence.

Le système d'équations **(III.14)** repose sur l'équation générale de transport. Toutefois, étant données la nature discrète des redistributions en énergie et les trois conditions admises au début du § III.2-a), ce système est équivalent à celui qui s'appuie sur l'équation classique de

Boltzmann : les redistributions énergétiques sont ainsi incluses dans le terme de collision, premier terme du membre de droite de l'équation (III.3).

III. 2 - b) Vers les équations classiques de transport

Dans les équations générales de transport (III.14), le terme représentatif de la redistribution en énergie subie par une particule énergétique hydrogénée X au cours d'une collision pr est le suivant (cf. (III.9)) :

$$\begin{aligned} & - n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(\int_{-1}^1 L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \right) \\ & = - n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \frac{\partial}{\partial E} \left(L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \right) \cdot d\mu' \end{aligned}$$

[égalité car la fonction $L_{k,X}^{pr} \cdot I_X$ est continue sur son ensemble de définition et possède une dérivée partielle en μ' continue sur ce même ensemble].

$$\approx - n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \left(\frac{L_{k,X}^{pr}(E+W, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X(s, E+W, \mu')}{W} - \frac{L_{k,X}^{pr}(E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X(s, E, \mu')}{W} \right) \cdot d\mu'$$

[« égalité » car la dégradation en énergie est supposée continue (cf. III.2-a) :

$$W \ll E, \text{ avec } W = W_{k,X}^{pr}, \text{ la perte d'énergie subie par la particule].$$

$$\begin{aligned} & = - n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \sigma_{k,X}^{pr} (E+W) \cdot \Phi_{k,X}^{pr} (E+W, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E+W, \mu') \cdot d\mu' \\ & \quad + n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \sigma_{k,X}^{pr} (E) \cdot \Phi_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \end{aligned}$$

[d'après la relation (III.8) de définition de L et ayant supposé que la perte d'énergie varie lentement par rapport à l'énergie de la particule (cf. § III.2-a) :

$$W = w (E, \mu' \rightarrow \mu) \simeq w (E+W, \mu' \rightarrow \mu)] .$$

D'où, d'après la relation (III.4) de définition de la section efficace différentielle :

$$\begin{aligned}
 & - n_k(s) \cdot \frac{\partial}{\partial E} \left(\int_{-1}^1 L_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \right) \\
 = & - n_k(s) \cdot \int_{> E}^1 \int_{-1}^1 \sigma_{k,X}^{pr} (E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_X (s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \\
 & + n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{pr} (E) \cdot \int_{-1}^1 \Phi_{k,X}^{pr} (E, \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X (s, E, \mu') \cdot d\mu' \quad (\text{III.15})
 \end{aligned}$$

Le deuxième terme du second membre de cette expression illustre la collision élastique pure associée au processus pr et à l'origine de la production de particules énergétiques de triplet (s, E, μ). Situé dans le membre de gauche des équations (III.14), ce terme se simplifie avec celui déjà présent dans le membre de droite. Ainsi, la transformation effectuée sur les termes issus de forces dissipatives conduit, d'après (III.15), à inclure, dans le terme de collision, toutes les interactions entre particules hydrogénées et neutres. Celles-ci sont alors traitées en tant que processus discret, par l'intermédiaire de sections efficaces totales et différentielles. Le système (III.14) prend alors la forme suivante (système (III.16)) :

$$\begin{aligned}
 \diamond & \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_P(s, E, \mu) - \frac{1 - \mu^2}{2 \cdot B} \cdot \frac{\partial B}{\partial s} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} I_P(s, E, \mu) \\
 = & - \sum_k n_k(s) \cdot \sigma_{k,P}^T(E) \cdot I_P(s, E, \mu) \\
 & + \sum_k \sum_{pr=exci,ioni,\acute{e}las} n_k(s) \cdot \int_{> E}^1 \int_{-1}^1 \sigma_{k,P}^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_P(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \\
 & + \sum_k n_k(s) \cdot \int_{> E}^1 \int_{-1}^1 \sigma_k^{01}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_H(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \quad (\text{III.16-1})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \diamond \quad \mu \cdot \frac{\partial}{\partial s} I_H(s, E, \mu) &= - \sum_k n_k(s) \cdot \sigma_{k,H}^T(E) \cdot I_H(s, E, \mu) \\
 + \sum_k \sum_{pr=exci,ioni,élas} n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sigma_{k,H}^{pr}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_H(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' \\
 &> E \\
 + \sum_k n_k(s) \cdot \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \sigma_k^{10}(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \cdot I_P(s, E', \mu') \cdot dE' \cdot d\mu' & \quad (III.16-2) \\
 &> E
 \end{aligned}$$

Il n'y a plus de termes engendrés par des forces dissipatives : ces équations sont des **équations classiques de transport stationnaire de particules**. Le second membre est constitué de trois termes relatifs aux **sources internes** (cf. § II.3), permettant de tenir compte de l'ensemble des interactions entre les particules énergétiques et les neutres atmosphériques :

Δ le premier terme représente le transfert d'énergie, de E vers des niveaux de plus basses énergies. La section efficace totale d'absorption σ_k^T tient compte des réactions d'excitation, d'ionisation, de diffusion élastique ainsi que, pour les protons, de capture, et pour les atomes d'hydrogène, d'arrachement.

Δ le second terme illustre le transfert d'énergie vers E, depuis des niveaux d'énergie plus élevés. Ce transfert est lié aux processus **pr**, s'appliquant aux réactions d'excitation, d'ionisation et de diffusion élastique.

Δ le troisième terme est semblable au précédent, excepté qu'il se rapporte à des réactions de changement de charge :

- production de protons à partir de réactions d'arrachement (01),
- production d'atomes d'hydrogène à partir de réactions de capture (10).

Dans la littérature [*Jasperse et Basu*, 1982 ; *Basu et al.*, 1990, 1993], les résolutions proposées s'appuient sur ce système d'équations et sont réalisées sous deux conditions supplémentaires :

- aucune redistribution angulaire n'est considérée au cours d'une réaction avec un neutre atmosphérique. Il s'agit de l'hypothèse de diffusion vers l'avant, ce qui amène à une condition

supplémentaire : l'énergie minimale choisie pour l'étude est de 1 keV. De plus, ceci sous-entend que les pertes d'énergie subies au cours d'une diffusion ne sont pas prises en compte.

- l'effet de miroir magnétique est négligé.

Ces différentes hypothèses simplifient le système **(III.16)** d'équations de transport (cf. **(I.1)** et **(I.2)**), mais leur fondement physique semble ne pas être réellement justifié. En effet, avec ces deux conditions, les particules énergétiques ne sont jamais redistribuées angulairement au cours de leur trajet simulé dans l'atmosphère terrestre : leur angle d'attaque ne varie pas. Il n'est pas alors possible de décrire les décalages Doppler vers le rouge de raies d'émission de H observées le long des lignes de force du champ magnétique (cf. § I.1-b et c).

Grâce à la résolution imaginée et adoptée ici, nous tenterons d'expliquer l'origine de ces décalages Doppler vers le rouge, ou du moins de modéliser, en fonction de l'altitude, de l'énergie et de l'angle d'attaque des particules énergétiques, les flux ascendants de protons et d'atomes d'hydrogène. De ce fait, pourra être envisagée l'étude de l'influence des processus de redistribution angulaire d'origine collisionnelle ou magnétique. Toutefois, avant d'exposer les résultats obtenus, il est nécessaire de présenter la résolution numérique du système d'équations **(III.14)**, décrivant la dégradation d'un flux incident de protons, à l'aide de forces dissipatives.

III. 3 - TRAITEMENT NUMERIQUE

La résolution analytique, fondée sur l'introduction de forces dissipatives pour décrire les redistributions énergétiques, a conduit au système d'équations **(III.14)**. L'accès aux solutions de ce système, c'est-à-dire aux intensités $I_X(s, E, \mu)$ de protons ($X=P$) et d'atomes d'hydrogène ($X=H$), nécessite alors un traitement numérique. Cela signifie que les solutions vont être calculées sur un espace discret, les trois variables s , E et μ étant représentées par un ensemble fini de points. Le traitement appliqué au système **(III.14)** se divise en plusieurs étapes : différenciation des dérivées partielles en énergie et en angle, puis détermination des solutions par intégration entre deux points successifs de la grille d'altitude, cette étape nécessitant le calcul de l'exponentielle d'une matrice creuse de grande taille. L'approximation choisie est donc semi-discrète : discrète pour les dérivées partielles en E et μ , et continue pour la dérivée partielle en s .

III. 3 - a) Discrétisation en énergie et en angle

Les variations en énergie et en angle d'attaque subies par les particules hydrogénées sont dues aux interactions collisionnelles avec des neutres ou à l'effet de miroir magnétique. Par conséquent, il s'agit de processus locaux : les termes représentatifs de ces processus et considérés à une altitude, une énergie et un angle donnés, ne dépendent que des intensités des protons et des atomes d'hydrogène à cette même altitude. C'est pourquoi la première étape du traitement numérique consiste à discrétiser les équations du système (III.14) en énergie et en angle.

- ◆ Grille d'énergie : $E \leftarrow E_i$ de E_1 à E_n avec $E_{i-1} > E_i$
- ◆ Grille d'angle : $\mu \leftarrow \mu_j$ de μ_1 à μ_m avec $\mu_{j-1} < \mu_j$
et avec $\mu < 0$ pour le flux descendant

Cette discrétisation entraîne le passage des opérateurs de dérivation - appliquée à la fonction inconnue I_X - à des opérateurs de différenciation définis sur l'espace discret (E_i, μ_j) considéré. Le choix pour ces derniers est dicté par la signification physique du processus associé. Ainsi, la dérivée partielle en énergie, relative à une dégradation lors d'une collision, est prise dissymétrique :

$$\frac{\partial}{\partial E} I(s, E, \mu_j) \Big|_{E_i} \rightarrow \frac{I(s, E_{i-1}, \mu_j) - I(s, E_i, \mu_j)}{E_{i-1} - E_i}$$

Présente dans le deuxième terme de (III.14-1), la dérivée en angle d'attaque est associée à l'effet de miroir magnétique. Ce dernier entraîne la réflexion de protons par les régions de fort champ vers le sommet de l'atmosphère. De ce fait, cette dérivée est, elle aussi, considérée selon un schéma dissymétrique (cf. § V.2-a) :

$$\frac{\partial}{\partial \mu} I(s, E_i, \mu) \Big|_{\mu_j} \rightarrow \frac{I(s, E_i, \mu_{j-1}) - I(s, E_i, \mu_j)}{\mu_{j-1} - \mu_j}$$

Prenant une distribution donnée - uniforme ou gaussienne, par exemple - pour la grille d'angle, l'intégrale en μ' présente dans quatre termes de chacune des équations de transport du système (III.14) devient, après discrétisation, une somme de termes pondérés par des poids ω_k , $k \in \langle 1; m \rangle$, associés à la distribution.

En résumé, et après discrétisation en E et μ , une équation dont l'inconnue est $I_X(s, E_i, \mu_j)$, avec $X=P$ ou H , dépend des intensités $I_Y(s, E_i, \mu_k)$ et $I_Y(s, E_{i-1}, \mu_k)$, avec Y égal à l'un

des deux états de charge et $k \in \langle 1; m \rangle$. Le couplage entre I_P et I_H dû aux réactions de changement de charge apparaît ici explicitement. Sur une grille (E_i, μ_j) , $i \in \langle 1; n \rangle$ et $j \in \langle 1; m \rangle$, le système d'équations (III.14) peut se mettre sous la forme d'un système d'équations différentielles linéaires, avec second membre, du premier ordre en la coordonnée spatiale s et associées soit au flux descendant, soit au flux ascendant :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial s} I_P(s, E_1, \mu_{k_1^0}) \\ \dots \\ \frac{\partial}{\partial s} I_H(s, E_n, \mu_{k_{m/2}^0}) \end{pmatrix} - \underline{\underline{A}}^0(s) \cdot \begin{pmatrix} I_P(s, E_1, \mu_{k_1^0}) \\ \dots \\ I_H(s, E_n, \mu_{k_{m/2}^0}) \end{pmatrix} = \underline{\underline{A}}^1(s) \cdot \begin{pmatrix} I_P(s, E_1, \mu_{k_1^1}) \\ \dots \\ I_H(s, E_n, \mu_{k_{m/2}^1}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.17})$$

où $\underline{\underline{A}}^0$ et $\underline{\underline{A}}^1$ sont des matrices carrées de dimension (nm, nm) , les indices d'énergie variant de 1 à n et les indices d'angle décrivant deux fois - une fois pour P et une fois pour H -, la demi-grille d'angle ; chaque matrice est associée soit aux flux descendants, soit aux flux ascendants. Dans la suite, ces matrices seront désignées par le nom générique $\underline{\underline{A}}$.

$K^0 = \{k_1^0, \dots, k_{m/2}^0\}$ est égal à $\{1, \dots, \frac{m}{2}\}$ ou à $\{\frac{m}{2} + 1, \dots, m\}$
 et $K^1 = \{k_1^1, \dots, k_{m/2}^1\}$ est égal à $\{1, \dots, m\} - K^0$.

De ce fait, si K^0 correspond aux $m/2$ premiers indices, l'équation (III.17) caractérise la dégradation du flux descendant ; $\underline{\underline{A}}^0$ illustre alors le couplage entre les particules précipitant vers le bas de l'atmosphère et $\underline{\underline{A}}^1$, celui entre les flux descendant et ascendant. En revanche, si K^0 correspond aux $m/2$ derniers indices, alors $I(s, E_i, K^0)$ représente le flux ascendant et $I(s, E_i, K^1)$, le flux descendant.

L'ordre des équations décrivant toute la grille (E_i, μ_j) est choisi de telle sorte qu'une architecture optimale soit obtenue pour la matrice $\underline{\underline{A}}$. La disposition adoptée est alors la suivante : la grille d'énergie est décrite dans son ensemble, de 1 à n ; pour une énergie E_i donnée, la grille d'angle est parcourue de 1 à $m/2$ - flux descendant - ou de $m/2+1$ à m - flux ascendant - pour les protons, puis pour les atomes d'hydrogène. Ce choix induit l'architecture suivante pour la matrice $\underline{\underline{A}}$:

$$\begin{matrix} & E_1 & E_2 & & E_n \\ E_1 & \square & & & 0 \\ E_2 & \square & \square & & \\ & & \ddots & \ddots & \\ E_n & 0 & & \square & \square \end{matrix}$$

Elle est caractérisée par une diagonale et une sous-diagonale de blocs, chaque bloc étant de dimension (m,m).

Les blocs diagonaux sont du type (E_i, E_i) : les termes inclus sont représentatifs d'une atténuation à l'angle caractéristique du flux inconnu ou d'un apport depuis des angles différents. Les blocs sous-diagonaux sont du type (E_i, E_{i-1}) : ils sont issus de la dérivée en énergie, représentant l'apport de particules dégradées provenant du niveau d'énergie (i-1), avec $E_{i-1} > E_i$.

Au niveau d'énergie 1, correspondant à l'énergie la plus élevée, il ne peut y avoir de transfert d'énergie depuis des énergies supérieures : seul un bloc du type (E_i, E_i) est à prendre en compte.

L'ordre choisi pour les équations, conduisant à une telle architecture, a été adopté pour plusieurs raisons. La matrice $\underline{\underline{A}}$ étant creuse, son stockage est optimisé si elle a une structure par bande. De plus, la séparation des flux ascendants et descendants dans deux matrices $\underline{\underline{A}}^0$ et $\underline{\underline{A}}^1$ s'avère particulièrement utile pour résoudre le système (III.17), dont fait l'objet le § III.3-b) suivant. Après discrétisation en énergie et en angle d'attaque, une discrétisation en la coordonnée spatiale s s'impose maintenant.

III. 3 - b) Discrétisation en s

◆ Grille d'altitude : $s \leftarrow s_r$ de s_1 à s_p avec $s_{r-1} > s_r$

La grille d'altitude est supposée suffisamment resserrée, de telle sorte que la densité des espèces neutres peut être considérée constante dans une couche d'altitude choisie entre deux niveaux successifs sur la grille d'altitude. Les éléments de la matrice $\underline{\underline{A}}$ sont alors indépendants de s, $s_r \leq s \leq s_{r-1}$ et $r = r'$ ou $r'-1$. Le système (III.17) associé à une grille (E_i, μ_j) prend alors la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial s} I_P(s, E_1, \mu_{k_1^0}) \\ \dots \\ \frac{\partial}{\partial s} I_H(s, E_n, \mu_{k_{m/2}^0}) \end{pmatrix} - \underline{\underline{A}}_r \cdot \begin{pmatrix} I_P(s, E_1, \mu_{k_1^0}) \\ \dots \\ I_H(s, E_n, \mu_{k_{m/2}^0}) \end{pmatrix} = \underline{\underline{C}}_r \quad (\text{III.18})$$

$$\text{avec } \underline{\underline{A}}_r = \underline{\underline{A}}_r^0 \quad \text{et} \quad \underline{\underline{C}}_r = \underline{\underline{A}}_r^1 \cdot \begin{pmatrix} I_P(s_{r'}, E_1, \mu_{k_1}^1) \\ \dots \\ I_H(s_{r'}, E_n, \mu_{k_{m/2}}^1) \end{pmatrix} \quad \text{où } r' = s_{r-1} \text{ ou } s_{r+1}, \text{ selon l'inconnue}$$

$I(s_r, E_i, \mu_j)$ qui correspond respectivement à un flux descendant ($1 \leq j \leq m/2$) ou à un flux ascendant ($m/2+1 \leq j \leq m$).

Il s'agit d'un **système d'équations différentielles linéaires, avec second membre, du premier ordre en s et à coefficients constants** pour $s \in [s_{r'} ; s_{r'-1}]$.

Pour résoudre numériquement un tel système, il a été tout d'abord envisagé d'appliquer la méthode des différences finies à la dérivée en s , selon un schéma implicite conduisant à l'inversion d'une matrice. Un tel schéma est stable, et donc fournira toujours une solution. Néanmoins, celle-ci sera satisfaisante sous condition que :

$$\| \underline{\underline{A}}_r \| \cdot |s_{r\pm 1} - s_r| \ll 1 ,$$

le schéma étant d'ordre 1. Or, en première approximation :

$$\| \underline{\underline{A}}_r \| \approx n \cdot \sigma^T$$

avec n , la densité des neutres,

et σ^T , la section efficace totale globale.

Dans la région étudiée, de basse altitude,

$$n \cdot \sigma^T \approx 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$$

ce qui impose un pas en altitude de l'ordre au plus du cm. Une telle définition n'est, non seulement pas nécessaire, mais surtout pas envisageable dans la pratique pour des raisons de temps d'exécution et de place mémoire.

Par conséquent, le système (III.18) a été résolu par détermination de la solution analytique. Un tel système admet une unique solution en un point s de l'intervalle $[s_{r'} ; s_{r'-1}]$, les conditions aux limites étant fixées en un point s_0 de ce même intervalle. La solution peut être déterminée par la méthode de variation de la constante, ce qui conduit à :

$$\begin{pmatrix} \dots \\ I_X(s, E_i, \mu_j) \\ \dots \end{pmatrix} = \exp(\Delta s \cdot \underline{\underline{A}}_r) \cdot (I_{s_0} + \underline{\underline{A}}_r^{-1} \cdot \underline{\underline{C}}_r) - \underline{\underline{A}}_r^{-1} \cdot \underline{\underline{C}}_r \quad \text{(III.19)}$$

avec $X = P$ ou H

où $\Delta s = (s - s_0)$,

et \underline{I}_{s0} , le vecteur des conditions aux limites contenant les intensités de particules à l'altitude s_0 , sur la grille (E_i, μ_j) , $i \in \langle 1;n \rangle$ et $j \in \langle 1;m/2 \rangle$ ou $\langle m/2+1;m \rangle$. Si l'équation (III.18) correspond à celle du flux descendant, alors le vecteur \underline{C}_r permet de prendre en compte l'influence du flux ascendant, et inversement.

L'intensité des protons et des atomes d'hydrogène, discrétisée en énergie et en angle, va ainsi pouvoir être déterminée sur chaque niveau de la **grille d'altitude**, celle-ci étant alors **parcourue dans le sens de propagation des particules** considérées. La résolution du système (III.18) s'applique tout d'abord aux flux descendants, puis aux flux ascendants ; la grille d'altitude est ainsi parcourue deux fois. De tels allers et retours dans l'atmosphère sont effectués jusqu'à convergence de la solution : la condition d'arrêt concerne l'écart des intensités entre deux allers et retours successifs. La convergence est assurée *a priori* après un certain nombre de boucles, le flux se dégradant globalement dans le sens de propagation des particules.

Lors du premier aller simulé dans l'atmosphère, le flux ascendant est pris égal à zéro. Au sommet de l'atmosphère correspondant à s_1 , le flux choisi comme **condition aux limites** est un flux pur de protons (cf. § I.2 et § IV.1-c). La grille d'altitude est décrite du niveau 2 au niveau p. L'intensité des particules descendantes est déterminée à chaque niveau s_r , avec :

$$\Delta s = (s_r - s_{r-1}) \quad \text{et} \quad \underline{I}_{s0} = \underline{I}_{s_{r-1}}$$

A s_p , altitude minimale considérée, l'**albédo** est pris **égal à 1** ; il y a alors réflexion totale du flux. Il est à noter toutefois que s_p est choisie de telle sorte que les flux de particules et d'énergie descendants soient négligeables. De ce fait, l'intensité ascendante à s_p est très faible, voire nulle. La grille d'altitude est ensuite décrite de p-1 à 1. L'intensité des particules ascendantes est déterminée à chaque niveau s_r , avec :

$$\Delta s = (s_r - s_{r+1}) \quad \text{et} \quad \underline{I}_{s0} = \underline{I}_{s_{r+1}}$$

Le principe de calcul des intensités des particules sur la grille d'altitude a fait l'objet du présent paragraphe. Il a permis de montrer que la détermination des intensités au niveau d'altitude r exige en particulier le calcul de l'exponentielle d'une matrice (cf. (III.19)). Reste maintenant à décrire la méthode de calcul d'une telle opération.

III. 3 - c) Calcul de l'exponentielle d'une matrice creuse de grande taille

III. 3 - c - α) Résolution sans redistribution angulaire

Si aucune redistribution angulaire n'est prise en compte, aucun flux ascendant n'est généré : seul le flux descendant est calculé et le système différentiel (III.18) devient homogène, c'est-à-dire sans second membre. Le calcul des intensités de particules hydrogénées sur la grille (E_i, μ_j) , $i \in \langle 1;n \rangle$ et $j \in \langle 1;m \rangle$, à un niveau d'altitude r donné, se réduit alors, d'après (III.19), à la détermination de $\exp(\underline{\underline{M}}) \cdot I_{s0}$, avec $\underline{\underline{M}} = \Delta s \cdot \underline{\underline{A}}_r$.

$\underline{\underline{M}}$ est une matrice de dimension (nm, nm) , avec n , le nombre de niveaux sur la grille d'énergie et m , sur la grille d'angle. En général, n est couramment choisi au moins égal à 200 et m à 20. Par conséquent : $d = nm \geq 4000$.

Par ailleurs, étant le produit d'une matrice diagonale avec une matrice creuse, $\underline{\underline{M}}$ est elle-même creuse. Le nombre maximal d'éléments non nuls pour $n = 200$ et $m = 20$ est :

$$(1+2.(n-1)).m^2 \approx 16.10^4 \ll d^2 = 16.10^6$$

d'après l'architecture de la matrice $\underline{\underline{A}}$ présentée au § III.3-a.

Par conséquent, la matrice $\underline{\underline{M}}$ est une matrice creuse de très grande taille. Le calcul de ses valeurs et vecteurs propres n'est donc pas envisageable en vue de la détermination de l'exponentielle. L'obtention de celle-ci s'avère délicate, d'autant plus que certaines de ses valeurs sont très négatives, le flux se dégradant globalement dans le sens de propagation des particules. De ce fait, une méthode, telle que celle de la troncature du développement de Taylor, n'est pas applicable : l'erreur d'arrondi numérique serait trop importante, s'agissant de calculer la différence de nombres de norme élevée.

Moler et Van Loan [1978] proposent un éventail de 19 méthodes différentes de calcul de l'exponentielle d'une matrice ! Il s'avère que celle répondant le mieux au présent problème est la méthode de Padé, dérivée de la théorie de l'approximation de fonctions analytiques. L'exponentielle d'une matrice est alors réduite à une fraction rationnelle $N(\underline{\underline{M}})/D(\underline{\underline{M}})$ appliquée à cette matrice, le numérateur N approximant $\exp(\underline{\underline{M}}/2)$ et le dénominateur D , $\exp(-\underline{\underline{M}}/2)$. Pour une erreur de troncature donnée, cette méthode exige le calcul de la puissance de $\underline{\underline{M}}$ à un ordre beaucoup plus faible par rapport à la méthode de la troncature du développement de Taylor. Toutefois, les erreurs d'arrondi augmentent avec la norme de la matrice $\underline{\underline{M}}$. Une solution pour remédier à ce problème consiste à appliquer la méthode de Padé à $\exp(\underline{\underline{M}}/2^k)$ avec k tel que :

$\| \underline{\underline{M}}/2^k \| < 1/2$. Il suffit ensuite de prendre k fois le carré de la solution.

Cette méthode a été testée et validée sous le logiciel Matlab, système interactif conçu pour la manipulation de matrices, en particulier creuses. Pour des raisons de place mémoire et surtout de temps calcul, il est nécessaire de passer, dans un deuxième temps, de ce langage interprété à un langage compilé tel le Fortran.

Les bibliothèques mathématiques disposant de routines s'appliquant à des matrices creuses ne proposent pas le calcul explicite de l'inverse - utile pour appliquer la méthode de Padé - ou de l'exponentielle d'une matrice. Le principe sous-jacent à la manipulation de telles matrices réside essentiellement en un gain de place mémoire. Or, en général, le résultat de l'inversion ou de l'exponentiation d'une matrice creuse est une matrice dense. En conséquence, l'algorithme développé sous Matlab et fondé sur la méthode de Padé n'a pu être traduit en Fortran. Néanmoins, si le calcul explicite de l'exponentielle d'une matrice n'est pas envisagé, le produit entre l'exponentielle de taille (d_1, d_2) et un vecteur de dimension d_2 est proposé dans la bibliothèque mathématique Sparskit [Saad, 1992 ; Gallopoulos et Saad, 1992] : $\exp(\underline{\underline{M}}) \cdot \underline{V}$. Le résultat est alors de dimension raisonnable d_1 . Cette routine répond parfaitement à notre problème, le vecteur \underline{V} correspondant au vecteur de conditions aux limites. Elle a été testée : si elle est satisfaisante pour le calcul des flux en haute altitude, elle ne l'est plus dans la basse atmosphère. En effet, lorsque la norme de la matrice devient importante - ce qui est le cas aux faibles altitudes où la densité des espèces neutres augmente -, l'algorithme n'est plus robuste.

Finalement, nous avons opté pour un **programme développé par Sidje [1994]** qui, comme le précédent, ne calcule pas explicitement l'exponentielle de matrices creuses, mais son produit avec un vecteur, soit :

$$\underline{\underline{W}} = \exp(\underline{\underline{M}}) \cdot \underline{V} \quad (\text{III.20})$$

La fonction exponentielle admettant un développement en série entière, ce produit peut être mis sous la forme d'une somme de termes du type $(\underline{\underline{M}}^k \cdot \underline{V})$. La technique de calcul est fondée sur une méthode de projection sur un sous-espace de Krylov - engendré par les $(\underline{\underline{M}}^k \cdot \underline{V})$, $0 < k < (q-1)$ - telle qu'initiée par Gallopoulos et Saad [1992] : l'avantage est que le sous-espace de Krylov K est de dimension petite q - généralement inférieure à 50 - comparée à l'ordre de la matrice $\underline{\underline{M}}$ de taille (d,d) .

Soit $\underline{U}_q = [\underline{u}_1, \dots, \underline{u}_q]$, une base de l'espace K . La meilleure approximation $\underline{\underline{W}}'$ de la matrice $\underline{\underline{W}}$ dans l'espace K doit satisfaire à :

$$\text{norm}_2(\underline{\underline{W}}' - \underline{\underline{W}}) = \min_{\underline{X} \in K} [\text{norm}_2(\underline{X} - \underline{\underline{W}})]$$

$$= \min_{\underline{Y} \in \mathfrak{R}^q} [\text{norm}_2(\underline{U}_q \cdot \underline{Y} - \underline{W})]$$

La 2-norme, notée norm_2 , est définie, pour un vecteur, par : $\text{norm}_2(\underline{Z}) = \left(\sum_{i=1}^d |z_i|^2 \right)^{1/2}$.

Appliquée à une matrice \underline{A} , elle représente la valeur propre de plus grand module de la matrice $(\underline{A}^T \cdot \underline{A})$.

Comme la matrice \underline{U}_q a, par définition, toutes ses colonnes indépendantes, le problème des moindres carrés a pour solution unique [Golub et Van Loan, 1989] :

$$\underline{Y} = [(\underline{U}_q)^T \cdot \underline{U}_q]^{-1} \cdot (\underline{U}_q)^T \cdot \underline{W}$$

où la lettre T désigne l'application de transposition.

D'où,

$$\underline{W}' = \underline{U}_q \cdot \underline{Y} = \underline{U}_q \cdot [(\underline{U}_q)^T \cdot \underline{U}_q]^{-1} \cdot (\underline{U}_q)^T \cdot \exp(\underline{M}) \cdot \underline{V} \quad (\text{III.21})$$

Définissant β par $\text{norm}_2(\underline{V})$ et posant $\underline{u}_1 = \underline{V} / \beta : \underline{V} = \beta \underline{U}_q \cdot \underline{e}_1$. Le vecteur \underline{e}_1 est le premier vecteur de la base unitaire. Par ailleurs, si le procédé d'Arnoldi est utilisé pour construire les autres vecteurs de la base \underline{U}_q [Golub et Van Loan, 1989], alors les colonnes de \underline{U}_q sont orthonormales, soit $(\underline{U}_q)^T \cdot \underline{U}_q = \underline{Id}$, matrice identité, et une matrice \underline{H}_q supérieure d'Hessenberg, de taille (q,q), est obtenue, vérifiant :

$$(\underline{U}_q)^T \cdot \underline{M} \cdot \underline{U}_q = \underline{H}_q \quad (\text{III.22})$$

La relation (III.21) devient alors :

$$\underline{W}' = \beta \cdot \underline{U}_q \cdot (\underline{U}_q)^T \cdot \exp(\underline{M}) \cdot \underline{V} \quad (\text{III.23})$$

L'approximation suivante est ensuite appliquée :

$$(\underline{U}_q)^T \cdot \exp(\underline{M}) \cdot \underline{U}_q \approx \exp((\underline{U}_q)^T \cdot \underline{M} \cdot \underline{U}_q) \quad (\text{III.24})$$

Cette relation signifie que le projeté de l'opérateur exponentiel $\exp(\underline{M})$ sur l'espace de Krylov K est approximé par l'exponentielle du projeté de la matrice sur ce même espace, et ce par rapport à la base \underline{U}_q .

La relation (III.23) se réduit alors, d'après (III.22) et (III.24) à :

$$\underline{W} \approx \beta \cdot \underline{U}_q \cdot \exp(\underline{H}_q) \cdot \underline{e}_1 \quad (\text{III.25})$$

Ainsi, l'approximation appliquée ici permet de réduire le problème (III.20) de grande dimension à un problème de petite taille (III.25). Cette approximation requiert toutefois le calcul de l'exponentielle de \underline{H}_q . Cette matrice étant de faible dimension, son exponentielle peut être calculée par une routine applicable à une matrice dense. L'algorithme utilisé repose sur celui de Padé décrit au début du présent paragraphe.

La méthode d'approximation sur l'espace de Krylov est appliquée en conjonction avec une intégration contrôlée pas à pas pour pallier les problèmes de grandes normes. En conséquence, l'algorithme ne calcule pas directement la solution \underline{W} , mais :

$$\begin{aligned} \underline{W}(0) &= \underline{V} \\ \text{et } \underline{W}(t_{k+1}) &= \exp((t_k + \tau_k) \cdot \underline{M}) \cdot \underline{V} = \exp(\tau_k \cdot \underline{M}) \cdot \underline{W}(t_k) \end{aligned}$$

où $0 < k < s$, $\tau_k = t_{k+1} - t_k$, $0 = t_0 < \dots < t_s < t_{s+1} = 1$.

Grâce à cet ajout, les résultats sont satisfaisants jusqu'à des altitudes inférieures à 100 km, c'est-à-dire largement au-dessous du pic de déposition en énergie. Les résultats dérivent lorsqu'ils atteignent des valeurs négligeables, inférieures d'un facteur 10^{15} au flux incident : cette dérive n'a pas de conséquence sur les grandeurs intégrées telles que le taux d'ionisation volumique ou l'énergie perdue par création d'une paire d'électron-ion.

III.3 - c - β) Résolution avec redistribution angulaire

Il s'agit de déterminer la solution (III.19) du système (III.18) avec second membre. La résolution du système linéaire $\underline{A}_r \cdot \underline{X} = \underline{C}_r$ pourrait être envisagée pour calculer $\underline{A}_r^{-1} \cdot \underline{C}_r$. Cependant, une approche beaucoup plus raisonnable en temps calcul et moins contraignante, n'imposant pas l'inversibilité de la matrice \underline{A}_r , est possible pour résoudre le système (III.18) : elle repose sur des techniques de calcul similaires à celle appliquée au cas homogène et explicitée au paragraphe précédent § III.3-c- α .

La solution du système (III.18) avec second membre peut être mise sous la forme suivante :

$$\exp(\Delta s \cdot \underline{A}_r) \cdot \underline{I}_{s0} + \Delta s \cdot \xi(\Delta s \cdot \underline{A}_r) \cdot \underline{C}_r \quad (\text{III.26})$$

$$\text{avec } \xi(z) = \frac{\exp(z) - 1}{z} = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{z^i}{(i+1)!} .$$

La solution est donc du même type que l'exponentielle d'une matrice, pouvant être développée en une somme de termes du type $(\underline{M}^k \cdot \underline{V})$; une approximation de cette solution peut être obtenue, de manière similaire au cas homogène, en se restreignant à un espace de Krylov, de dimension petite devant l'ordre de la matrice \underline{A}_r [Sidje, 1996].

L'étude des pertes d'énergie subies par les protons et les atomes d'hydrogène a conduit à supposer que ces particules sont ralenties continûment dans l'atmosphère. De ce fait, il a été possible d'introduire des fonctions de perte pour décrire les redistributions énergétiques lors des collisions avec les neutres. Cela a permis de simplifier les équations de transport, tout en considérant la redistribution angulaire produite au cours d'une collision ou induite par l'effet de miroir magnétique, redistribution négligée jusqu'ici dans les résolutions proposées dans la littérature. La détermination des flux dégradés de particules énergétiques est alors réduite à la résolution de systèmes d'équations différentielles linéaires, avec second membre, du premier ordre, à coefficients constants.

Nous avons développé un code de transport qui s'appuie sur cette résolution : étant donné le flux incident de protons au sommet de l'atmosphère, ce code permet le calcul des flux de protons et d'atomes d'hydrogène sur une grille d'altitude, d'énergie et d'angle. Les paramètres d'entrée de ce code, ainsi que sa validation dans le cas simplifié où aucune redistribution angulaire n'est considérée, font l'objet du chapitre IV. L'effet de miroir magnétique va être étudié au chapitre V. La validation du code par comparaison à des observations sera traitée au dernier chapitre VI.

CHAPITRE IV

CHAPITRE IV

MODELE SIMPLIFIE DE TRANSPORT DES PROTONS

IV. 1 - PARAMETRES PHYSIQUES D'ENTREE.....	121
IV. 1 - a) Densités des neutres.....	121
IV. 1 - b) Fonctions de perte.....	123
<i>IV. 1 - b - α) Fonctions de perte partielles</i>	<i>123</i>
<i>IV. 1 - b - β) Fonctions de perte totales.....</i>	<i>125</i>
<i>IV. 1 - b - γ) Fonctions de perte à l'équilibre.....</i>	<i>129</i>
IV. 1 - c) Flux incident de protons.....	132
IV. 2 - PARAMETRES INTERNES	133
IV. 2 - a) Grille d'altitude.....	133
IV. 2 - b) Grille d'énergie.....	134
IV. 2 - c) Grille d'angle.....	136
IV. 3 - VALIDATION.....	137
IV. 3 - a) Conservation de l'énergie.....	137
IV. 3 - b) Comparaison avec d'autres modèles.....	140
<i>IV. 3 - b - α) Flux de particules</i>	<i>141</i>
<i>IV. 3 - b - β) Taux d'ionisation volumique.....</i>	<i>141</i>

CHAPITRE IV

MODELE SIMPLIFIE DE TRANSPORT DES PROTONS

Au cours de cette thèse, nous avons élaboré un code de transport fondé sur la résolution exposée au chapitre III. Ce code fournit les flux de particules hydrogénées en altitude, en énergie et en angle d'attaque. Les résultats présentés dans ce chapitre ont été obtenus dans le cas *simplifié* où toute redistribution angulaire d'origine collisionnelle ou magnétique est négligée. Ces hypothèses étant toujours admises dans la littérature, la comparaison des sorties de notre code avec les résultats fournis par d'autres modèles impose une telle simplification.

Avant d'exposer les résultats obtenus avec le modèle simplifié, il convient toutefois de présenter les différents paramètres physiques et numériques dont il dépend et qui ont été adoptés ici.

IV. 1 - PARAMETRES PHYSIQUES D'ENTREE

Lorsqu'un flux incident de protons précipite au sommet de l'atmosphère terrestre, il va interagir avec les neutres ambiants. En conséquence, les équations de transport décrivant la dégradation des particules hydrogénées dépendent des densités des espèces neutres prépondérantes et de fonctions - fonctions de perte en énergie - associées aux différents processus collisionnels. Par ailleurs, il est nécessaire de connaître le flux incident de protons qui constitue la condition aux limites des équations à l'altitude la plus élevée.

IV. 1 - a) Densités des neutres

La composition de l'atmosphère neutre évolue en fonction de l'altitude : la séparation gravitationnelle a pour effet de stratifier l'atmosphère. Ainsi, jusqu'à 200 km environ, l'azote moléculaire N_2 est majoritaire ; aux altitudes plus élevées, l'oxygène atomique devient prépondérant, puis, au-dessus de 800 km environ, c'est l'hélium et l'hydrogène atomiques qui

dominant en concentration.

S'appuyant sur des observations et des lois physiques simples, des modèles empiriques fournissent différentes grandeurs caractéristiques de l'atmosphère, dont, en particulier, les densités des constituants neutres. Ces modèles dépendent de divers paramètres influençant l'état de l'atmosphère, tels que l'heure, la saison, le lieu géographique et les activités solaire et magnétique - les fluctuations du champ magnétique interplanétaire gelé dans le vent solaire induisant une variation du champ magnétique mesuré au sol.

Le modèle utilisé dans la présente étude est **MSIS 90** (*Mass Spectrometer and Incoherent Scatter*), mis au point par *Hedin* [1991]. Il fournit une modélisation de l'atmosphère neutre, du sol jusqu'à 1000 km, ce qui répond à notre demande, la région d'étude s'étendant de 80 à 800 km environ. Seules les espèces prépondérantes dans cette région ont été prises en compte, soit N_2 , O_2 et O . Des profils typiques de densité des espèces considérées sont présentés sur la *figure IV.1*.

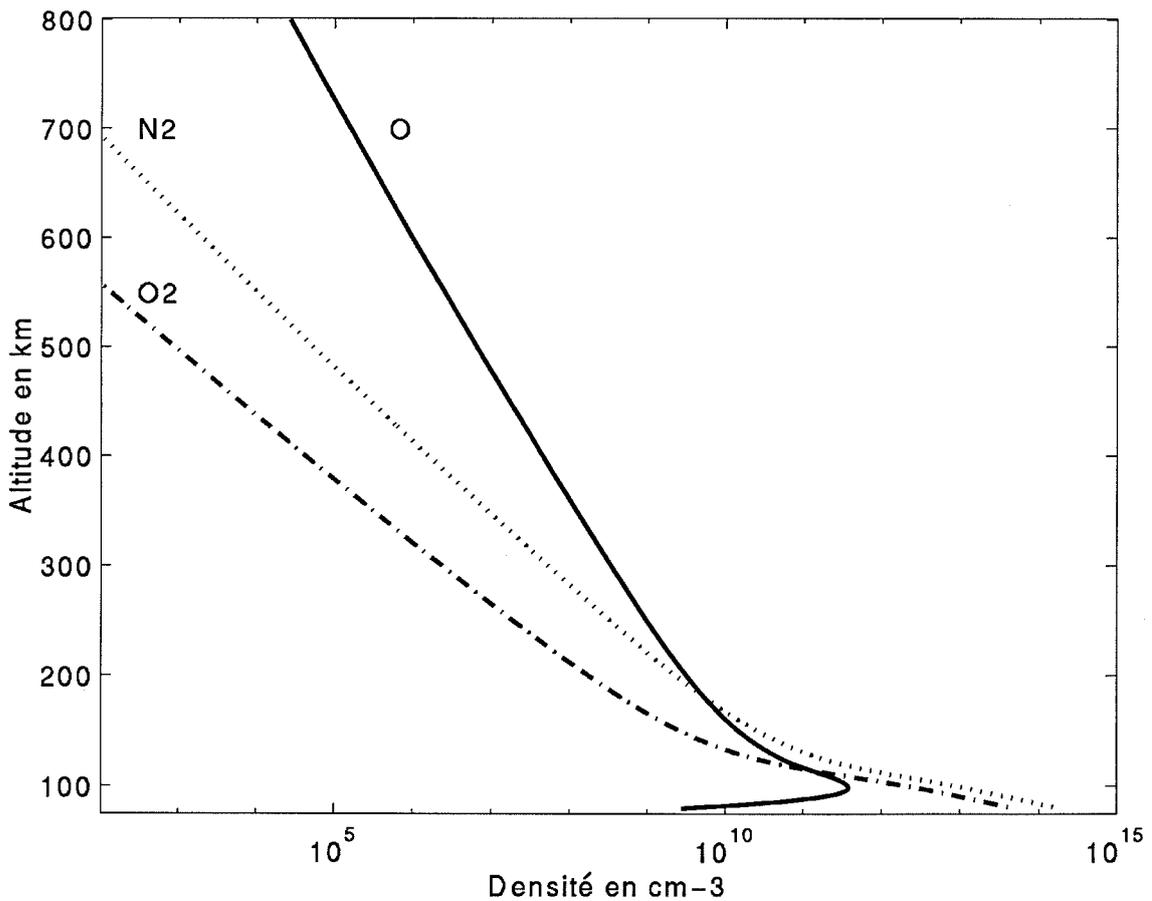


Figure IV.1 : Modèle d'atmosphère neutre fourni par MSIS 90 pour $A_p = 10$, $f_{10.7} = 100$, et pour la région localisée au-dessus d'EISCAT.

La donnée d'un modèle d'atmosphère neutre ne suffit pas pour caractériser la dégradation d'un flux de protons ; encore faut-il connaître les fonctions de perte associées à chaque processus collisionnel, fonctions qui sont représentatives des probabilités de collision et des pertes d'énergie subies par les particules hydrogénées.

IV. 1 - b) Fonctions de perte

Dans un premier temps, l'intérêt est porté sur les fonctions de perte partielles qui apparaissent dans les équations de transport (III.14). Elles sont déduites de la donnée des sections efficaces et des pertes d'énergie. Dans un deuxième temps, une comparaison avec des mesures est envisagée. Toutefois, les fonctions de perte partielles ne sont pas directement accessibles. Seules, les fonctions de perte totales ou valables pour un faisceau à l'équilibre le sont.

IV. 1 - b - α) Fonctions de perte partielles

Les fonctions de perte L présentes dans les équations de transport (III.14) sont des **fonctions de perte partielles**, c'est-à-dire associées à un processus collisionnel *pr* entre une espèce neutre k et une espèce hydrogénée X . Il n'est pas possible de mesurer directement de telles fonctions. Toutefois, elles peuvent être calculées par la donnée de grandeurs mesurables, à savoir la section efficace et la perte d'énergie associées au processus collisionnel.

Le présent chapitre ne portant que sur le modèle simplifié de transport, les redistributions angulaires collisionnelles sont négligées. Sous ces conditions, seules les réactions d'excitation, d'ionisation et de changement de charge sont à considérer ; les réactions de diffusion élastique ne sont pas prises en compte, l'hypothèse de diffusion vers l'avant étant appliquée ici. De plus, les fonctions de perte ne dépendent plus que de l'énergie E des particules hydrogénées ; elles sont alors définies par la relation suivante, introduite au § III.2-a-α :

$$L_{k,X}^{pr}(E) = W_{k,X}^{pr}(E) \cdot \sigma_{k,X}^{pr}(E) \quad (IV.1)$$

Les pertes d'énergie $W_{k,X}^{pr}$ subies par les particules hydrogénées sont explicitées au § III.1. Les valeurs choisies pour les **sections efficaces** $\sigma_{k,X}^{pr}$, déduites de mesures en laboratoire, sont celles proposées par *Basu et al.* [1987] : elles sont illustrées sur la *figure IV.2*. Il convient de préciser que ces valeurs ne sont connues qu'à 30 %, voire 50 % près. Seule l'erreur sur les sections efficaces d'ionisation peut ne pas excéder 15 % [*Kozelov*, 1995, communication personnelle].

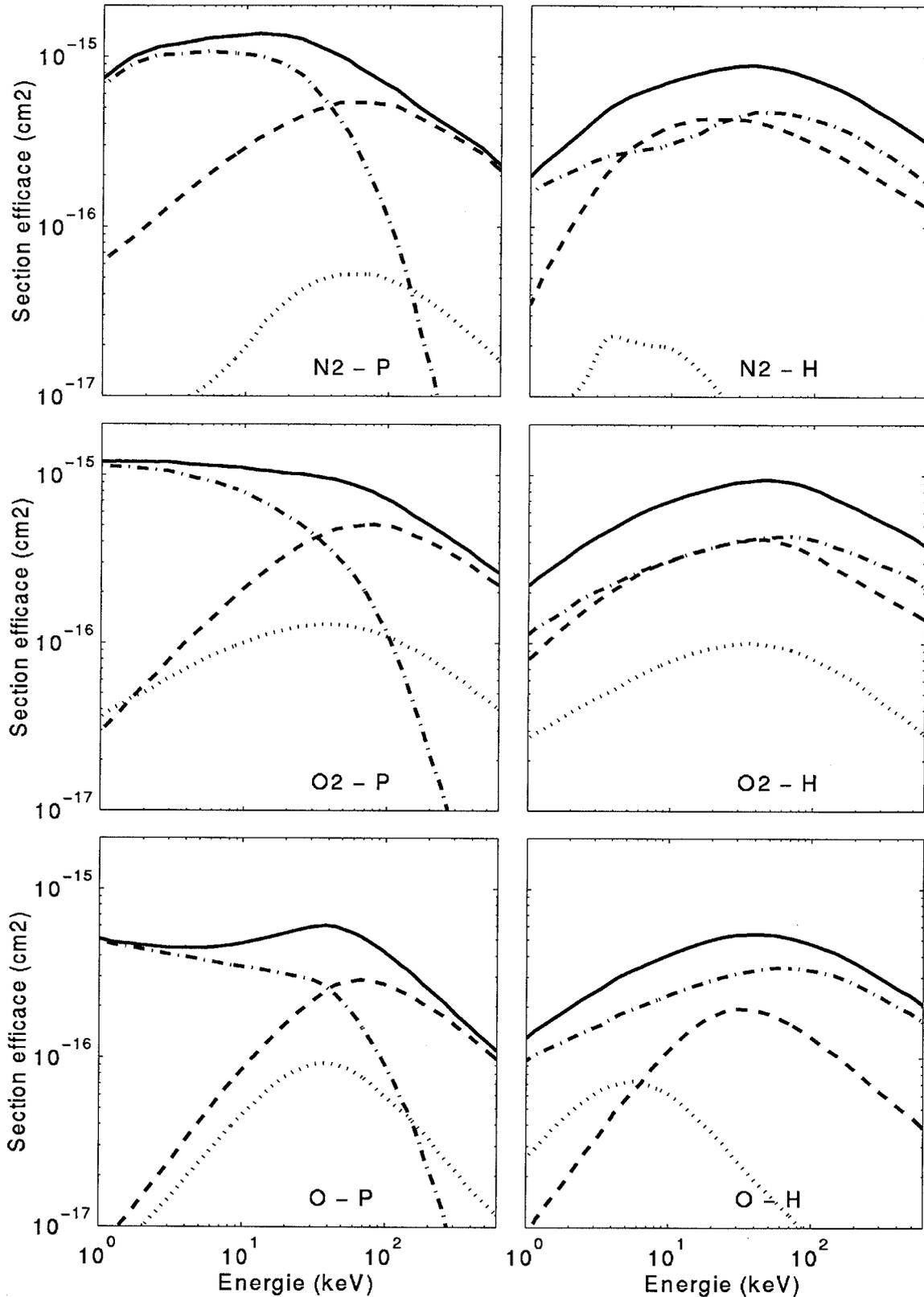


Figure IV.2 : Sections efficaces de collision associées à l'ionisation (- - -), à l'excitation (.....) et aux réactions de changement de charge (- · · · -), i.e. à la capture pour les protons et à l'arrachement pour les atomes d'hydrogène. Les sections efficaces totales sont représentées en trait plein.

Pour les protons, les réactions prédominantes sont la réaction de capture (10) pour $1 < E < 30$ à 40 keV et l'ionisation aux énergies supérieures. Pour les atomes d'hydrogène, l'arrachement associé aux trois espèces neutres ainsi que l'ionisation pour N_2 et O_2 sont majoritaires sur toute la gamme d'énergie présentée. Ces prédominances vont être modifiées pour les fonctions de perte, du fait par exemple, pour le cas des protons, de la faible perte d'énergie liée à une capture par rapport à la perte relative à une ionisation (cf. § III.1). En revanche, l'excitation va rester minoritaire, la perte d'énergie associée n'étant pas suffisamment élevée pour compenser la faible section efficace.

La figure IV.3 présente l'ensemble des fonctions de perte partielles en fonction de l'énergie du proton ou de l'atome d'hydrogène incident, et cela pour chaque espèce neutre considérée. Aux énergies supérieures à 1 keV, l'ionisation et l'arrachement sont les réactions majoritairement à l'origine de la dégradation des particules hydrogénées. Au-dessous de 3 keV pour N_2 et O_2 , et de 5 keV pour O , la réaction de capture devient aussi relativement importante.

En vue de comparer les fonctions de perte utilisées dans la présente étude avec celles proposées dans la littérature, il est nécessaire d'introduire les fonctions de perte totales et celles à l'équilibre.

IV. 1 - b - β) Fonctions de perte totales

Pour une espèce neutre donnée, la **fonction de perte totale** est définie par la relation suivante :

$$L_X = L_X^{\text{exci}} + L_X^{\text{ioni}} + L_X^{\text{élas}} + L_X^{\text{chg}} \quad (\text{IV.2})$$

avec $X = P$ ou H ,

L_X^{pr} , fonction de perte partielle (excitation, ionisation, diffusion élastique ou réaction de changement de charge).

$$\text{Pour } X = P, \quad L_X^{\text{chg}} = L^{10}$$

$$\text{Pour } X = H, \quad L_X^{\text{chg}} = L^{01}$$

$L_X^{\text{élas}}$ est négligée ici : la diffusion élastique ne commence à jouer un rôle prédominant qu'à partir d'énergies bien inférieures à 1 keV [*Singh et Singhal*, 1978, pour N_2 ; *Singh*, 1980 pour O_2 ; *Singh et Dwivedi*, 1980, pour O].

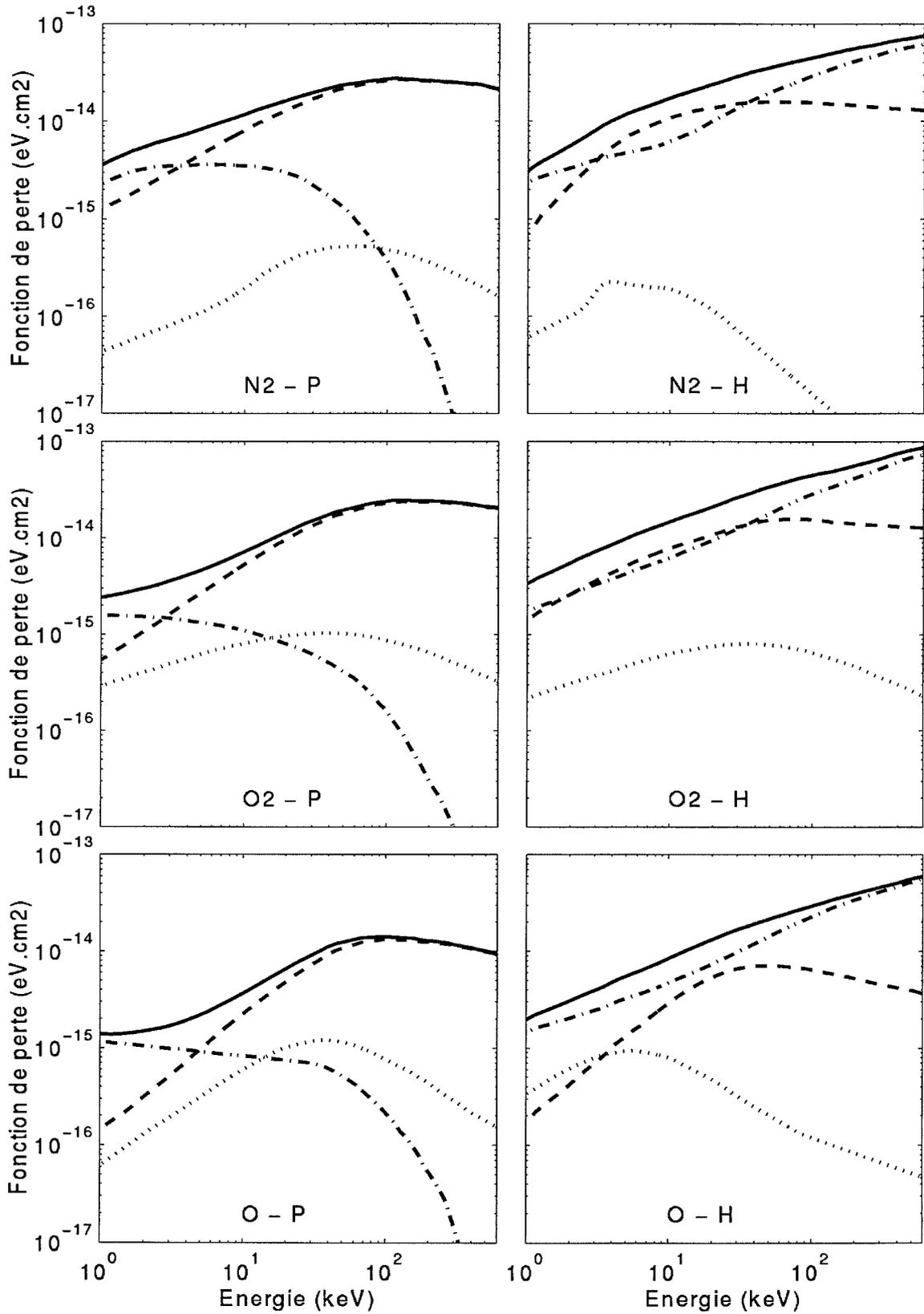


Figure IV.3 : Fonctions de perte partielles associées à l'ionisation (- - -), à l'excitation (.....) et aux réactions de changement de charge (- · · · -), i.e. à la capture pour les protons et à l'arrachement pour les atomes d'hydrogène. Les fonctions de perte totales sont représentées en trait plein.

D'après la *figure IV.3*, la fonction de perte totale est approximativement égale à :

$$L_X \approx L_X^{\text{ioni}} + L_X^{\text{chg}} \quad \text{pour } E \geq 1 \text{ keV.}$$

Sur la *figure IV.4*, sont représentées les fonctions de perte totales, ainsi que la **différence relative** entre L_P et L_H :

$$D = \frac{|L_P - L_H|}{L_P} \quad (\text{IV.3})$$

Il est possible d'interpréter cette différence par la donnée des valeurs de fonctions de perte partielles tracées sur la *figure IV.3*.

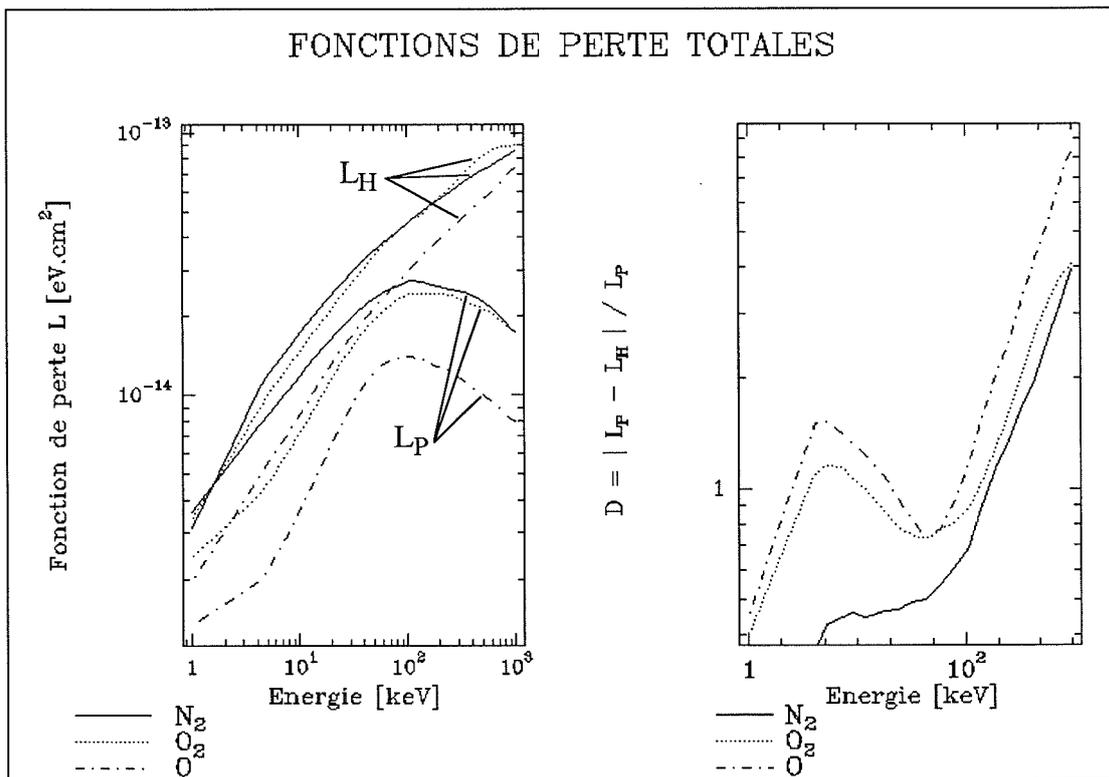


Figure IV.4 - a (à gauche) : Fonctions de perte totales associées à une espèce hydrogénée X et à une espèce neutre données, en fonction de l'énergie E_X .

- b (à droite) : Différence relative entre les fonctions totales L_P et L_H pour une même espèce neutre, en fonction de l'énergie E_X avec $X=P$ ou H .

◆ A basse énergie : $1 < E < 40 \text{ keV}$

Pour N_2 , les fonctions de perte totales sont gouvernées par les réactions de changement de charge jusqu'à 3 keV environ, puis par les processus d'ionisation. Or, les fonctions de perte partielles L^{chg} et L^{ioni} sont à peu près comparables pour H et P, dans les gammes d'énergie où elles prédominent. De ce fait, la différence D entre L_P et L_H est relativement faible, inférieure à 50%.

Pour O_2 et O, les fonctions de perte totales sont, elles aussi, représentatives des fonctions de perte partielles associées à l'ionisation et aux réactions de changement de charge. Cependant, contrairement au cas de l'azote, L^{10} et L^{01} divergent très rapidement dès 1 keV : la différence entre les fonctions de perte totales augmente en conséquence. Pour $E > 5 \text{ keV}$, cette différence diminue toutefois avec l'augmentation de L_P^{ioni} qui devient comparable à L_H^{ioni} vers 30 keV.

◆ A plus haute énergie : $40 < E < 1000 \text{ keV}$

Le comportement des fonctions de perte associées aux particules énergétiques est semblable pour les trois espèces neutres. L_P est gouvernée par l'ionisation et L_H , par la réaction d'arrachement (01). Or, dans cette gamme d'énergie, les sections efficaces associées à l'arrachement et celles liées à l'ionisation des protons sont du même ordre de grandeur (cf. *figure IV.2*) ; en revanche, la perte d'énergie subie par un H lors d'un arrachement est plus élevée et augmente beaucoup plus vite que celle affectant un proton au cours de l'ionisation d'un neutre (cf. § III.1). Par conséquent, la différence D entre L_P et L_H croît rapidement avec l'énergie. Pour O_2 et O, et, en haute énergie, pour N_2 , **il n'est donc pas envisageable de prendre une fonction qui soit commune à la fois aux protons et aux atomes d'hydrogène.**

Kozelov et Ivanov [1992] sont les seuls auteurs, à notre connaissance, à proposer des fonctions de perte totales pour P et pour H : ils proposent, pour ces deux espèces énergétiques et pour N_2 , des résultats globalement comparables aux nôtres. Toutefois, aux énergies $E > 50 \text{ keV}$, l'allure de L_H diffère entre les deux études, L_H décroissant alors comme L_P . Or, les valeurs de σ^{01} prises par *Kozelov et Ivanov* [1992] sont tout à fait comparables à celles de *Basu et al.* [1987] qui ont été choisies ici. De ce fait, la différence qui apparaît pour L_H en haute énergie provient de valeurs différentes pour W^{01} , soit pour $\langle E_e^{01} \rangle$. Il est regrettable que *Kozelov et Ivanov* [1992] n'aient pas précisé les valeurs choisies pour l'énergie moyenne de l'électron éjecté ou pour la perte d'énergie subie par H lors d'un arrachement.

IV. 1 - b - γ) Fonctions de perte à l'équilibre

Qu'elles soient le produit de mesures [Green et Peterson, 1968] ou déduites de calculs [Edgar et al., 1975 ; Singh et Singhal, 1978 ; Singh et Dwivedi, 1980 et Singh, 1981], les valeurs proposées dans la littérature pour les fonctions de perte totales ou partielles associées à N₂, O₂ ou O ne sont valables que pour des **faisceaux de protons et d'atomes d'hydrogène à l'état d'équilibre de charge** : cela signifie que les fractions de charge sont stables dans le faisceau et ne sont gouvernées que par les réactions de changement de charge, c'est-à-dire les réactions d'arrachement et de capture (cf. § I.3-b). Les proportions de P et de H, illustrées sur la *figure IV.5-b*, sont égales à :

$$f_P = \frac{\sigma^{01}}{\sigma^{10} + \sigma^{01}} \quad \text{et} \quad f_H = \frac{\sigma^{10}}{\sigma^{10} + \sigma^{01}} \quad (\text{IV.4})$$

Ces fractions présentent l'intérêt de pouvoir être aussi interprétées comme la probabilité de trouver la particule énergétique dans l'état de charge 0 (H) ou 1 (P). Ainsi, par le calcul, la fonction de perte totale à l'équilibre est déduite de la relation suivante :

$$L^{\text{éq}} = f_P \cdot L_P + f_H \cdot L_H \quad (\text{IV.5})$$

Les fonctions de perte partielles à l'équilibre sont définies de manière similaire.

Au vu des fractions de charge (cf. *figure IV.5-b*), L^{éq} est gouvernée par L^P pour E > 100 keV, le flux étant constitué alors à **plus de 80 % de protons**. Aux énergies E < 35 keV, les **atomes d'hydrogène** deviennent **majoritaires**, leur proportion atteignant 80% aux énergies E < 1keV. La fonction de perte à l'équilibre, déduite des fonctions de perte totales de P et de H, est illustrée sur la *figure IV.5-a*.

♦ **Green et Peterson [1968]** ont proposé une expression permettant d'établir la fonction de perte à l'équilibre à partir de mesures (relation (1) de l'article). Cette formule est valable pour 10 < E < 10⁴ keV et est applicable à de nombreux atomes - en particulier N et O. Elle dépend de différents paramètres, fonctions de l'espèce atomique considérée. Dans le cas d'une molécule, ils proposent de prendre, pour la fonction de perte totale, la somme des fonctions de perte associées à chaque espèce atomique, pondérées par le nombre d'atomes de l'espèce considérée, présents dans la molécule, soit :

$$L_{N_2}^{\text{éq}} = 2 \cdot L_N^{\text{éq}} \quad \text{et} \quad L_{O_2}^{\text{éq}} = 2 \cdot L_O^{\text{éq}}$$

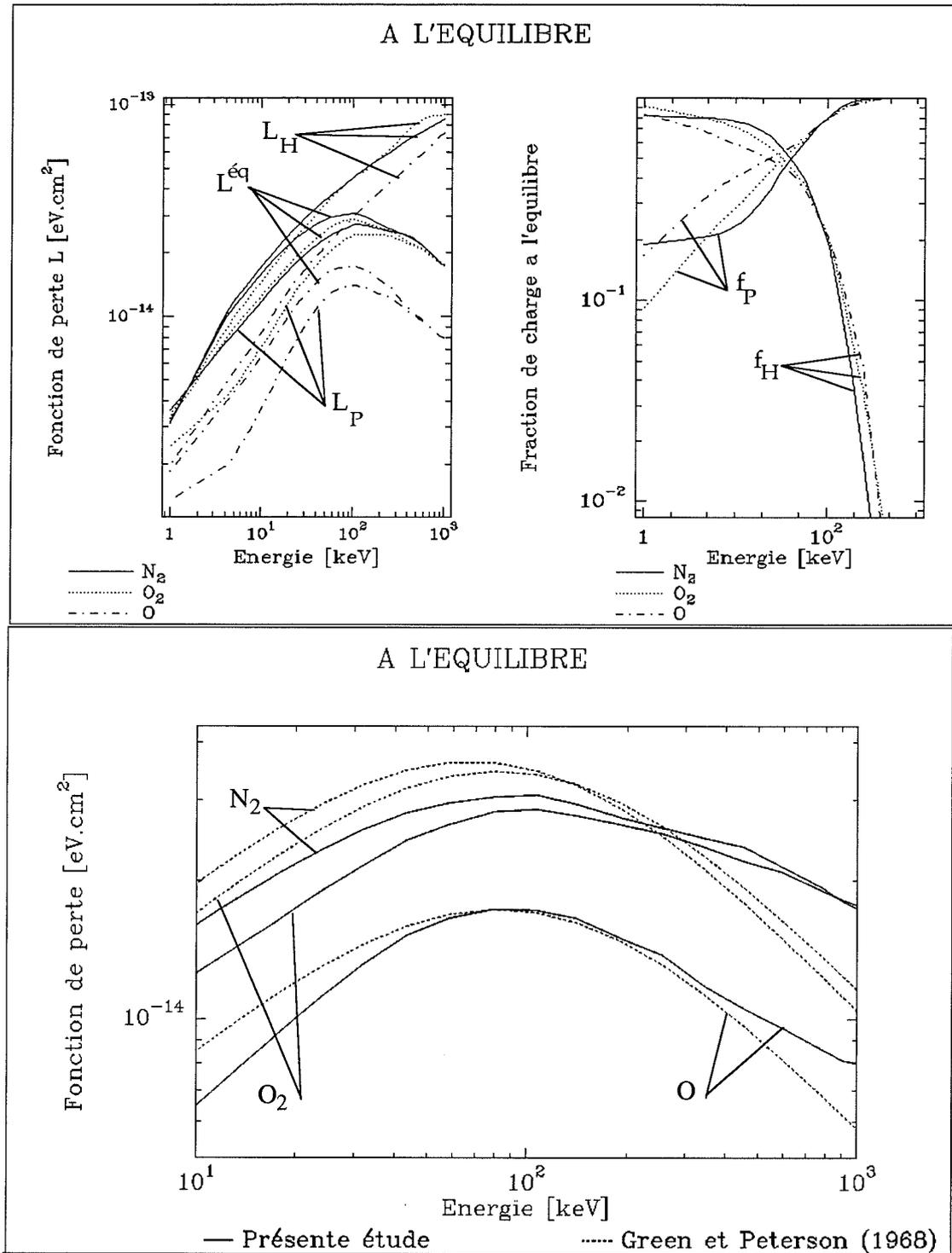


Figure IV.5 - a (en haut- à gauche) : Fonctions de perte totales associées aux protons (L_P), aux atomes d'hydrogène (L_H) et prises à l'équilibre ($L^{éq}$).

IV.5 - b (en haut- à droite) : Fractions de protons (f_P) et d'atomes d'hydrogène (f_H) dans un faisceau à l'équilibre.

IV.5 - c (en bas) : Comparaison entre les fonctions de perte à l'équilibre obtenues dans la présente étude et celles proposées par Green et Peterson [1968].

Ils précisent toutefois que cette règle n'est plus valable en basse énergie ($E < 1-10$ keV), en raison du lien moléculaire.

Une comparaison entre les fonctions de perte à l'équilibre obtenues dans la présente étude et celles déterminées selon les formules de *Green et Peterson* [1968] est présentée sur la *figure IV.5-c*. Les deux méthodes fournissent des résultats du même ordre de grandeur. Toutefois, la règle appliquée par *Green et Peterson* [1968] pour le calcul des fonctions de perte de molécule n'est pas toujours applicable : nos résultats présentent, entre $L_{O_2}^{eq}$ et $2.L_{O}^{eq}$, une différence relative qui peut atteindre une valeur de 25 %.

L'utilisation de formules, fonction de l'énergie et de l'espèce neutre, telles que celles de *Green et Peterson* [1968], serait précieuse pour déterminer, de manière satisfaisante, les dérivées des fonctions de perte par rapport à l'énergie, termes présents dans les équations de transport. Toutefois, ces formules n'existent que pour les fonctions de perte totales et non partielles : dans l'équation de transport, les fonctions de perte qui apparaissent sont partielles. Elles ne peuvent être sommées entre réactions de conservation et réactions de changement de charge (cf. (III.14)). De plus, les formules analytiques représentatives des fonctions de perte ne sont valables que pour un flux à l'équilibre : elles ne sont représentatives que de L_H en basse énergie ($E < 1$ keV) et que de L_P en haute énergie, - de par les valeurs des fractions à l'équilibre. Or, au paragraphe précédent, des différences entre les fonctions L_P et L_H ont été mises en évidence, principalement en haute énergie.

Singh et Singhal [1978] et *Kozelov et Ivanov* [1992] ont calculé les fonctions de perte totales et partielles à l'équilibre pour N_2 . *Singh* [1981] et *Singh et Dwivedi* [1980] proposent, quant à eux, les fonctions de perte associées, respectivement, à O_2 et à O . Sachant que l'erreur sur les sections efficaces et les fonctions de perte peut atteindre 50 %, les résultats obtenus dans cette étude sont très comparables à ceux publiés. Cependant, il est à noter que, dans le cas de l'azote et en haute énergie où $L^{eq} = L_P$, la fonction L_P^{exci} que nous avons déterminée est sous-estimée d'un facteur 10 environ par rapport aux résultats de *Singh et Singhal* [1978] et d'un facteur moindre en ce qui concerne ceux de *Kozelov et Ivanov* [1992]. Toutefois, cette sous-estimation de L^{exci} n'a pas d'effet sur la somme des fonctions de perte associées aux réactions de conservation de charge, somme calculée dans l'équation de transport (cf. (III.14)).

IV. 1 - c) Flux incident de protons

Le flux incident de protons précipitant au sommet de l'atmosphère constitue la condition aux limites des équations de transport relatives aux flux descendants, et cela à l'altitude la plus élevée, c'est-à-dire choisie entre 600 et 800 km. Des mesures réalisées à bord de satellites ont montré que le flux incident descendant peut être supposé isotrope, c'est-à-dire indépendant de la variable μ , cosinus de l'angle d'attaque [Basu *et al.*, 1987 ; Strickland *et al.*, 1993] ; de plus, ce flux est centré autour d'une énergie caractéristique E_0 , comprise entre quelques keV et plusieurs dizaines de keV. Le flux d'énergie descendant Q_0 est, quant à lui, typiquement de l'ordre de 0,5 à 1 $\text{erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (cf. § I.2). Pour la présente étude, la forme du flux incident a été prise égale à celle adoptée par Strickland *et al.* [1993], à savoir la maxwellienne suivante :

$$I_0(E) = \left(\frac{Q_0}{2\pi E_0^3} \right) \cdot E \cdot \exp\left(-\frac{E}{E_0} \right) \quad \text{pour } -1 \leq \mu < 0 \quad (\text{IV.6})$$

Sur la *figure IV.6*, est illustré un flux maxwellien pour des valeurs typiques de E_0 et Q_0 .

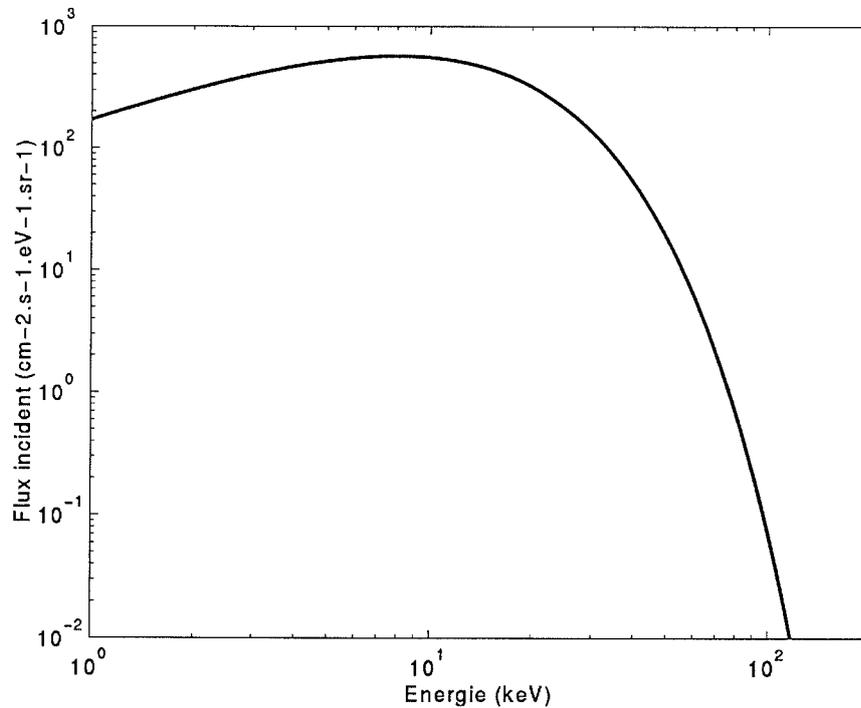


Figure IV.6 : Flux incident de protons ($E_0 = 8 \text{ keV}$ et $Q_0 = 1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$).

IV. 2 - PARAMETRES INTERNES

Les paramètres physiques d'entrée étant connus, les valeurs des flux de protons et d'atomes d'hydrogène peuvent être déterminées sur des grilles d'altitude, d'énergie et d'angle. Le choix de ce quadrillage fait l'objet du présent paragraphe. Le nombre de niveaux adopté pour chacune des grilles est gouverné par le critère de **stabilité numérique** : il est augmenté jusqu'à ce qu'il n'y ait pas de changement significatif des résultats numériques d'une grille à l'autre. Les flux obtenus peuvent alors être considérés indépendants des différentes grilles, c'est-à-dire des paramètres internes du code.

IV. 2 - a) Grille d'altitude

Le flux incident, composé uniquement de protons, est supposé valable à l'altitude la plus élevée. Or, les échanges de charge ne sont significatifs, l'atmosphère devenant suffisamment dense, qu'au-dessous de 800 km environ [Dubouloz *et al.*, 1995], voire 600 km [Jasperse *et Basu*, 1982]. De ce fait, l'altitude supérieure adoptée est comprise entre ces deux niveaux. Toutefois, la valeur choisie est d'importance mineure, en raison de la faible densité atmosphérique aux hautes altitudes et de la prise en compte de l'élargissement par le facteur d'atténuation ϵ (cf. § I.3-a).

Le flux se dégrade en énergie au cours de son trajet dans l'atmosphère. La limite inférieure de la région d'étude est choisie de telle sorte que l'apport d'énergie du flux hydrogéné ne soit plus significatif au-dessous. Cette limite dépend donc de l'énergie caractéristique du flux incident au sommet de l'atmosphère : plus cette énergie est élevée, plus l'altitude du pic de déposition en énergie sera faible. Typiquement, l'altitude inférieure adoptée dans cette étude est comprise entre 80 et 90 km, région où les flux de particules et d'énergie sont négligeables.

La densité des neutres est supposée constante entre deux niveaux successifs de la grille d'altitude. De plus, elle croît exponentiellement lorsque l'altitude diminue. Par conséquent, la grille d'altitude n'est pas choisie uniforme, mais de type exponentiel, resserrée à basse altitude. Le nombre de niveaux doit être supérieur à environ 80. Pour une grille typique d'altitude comportant 100 niveaux :

Altitude (km)	100	300	800
Pas en altitude (km)	2	10	25
Hauteur d'échelle (km)	6	50	80

Les pas obtenus entre deux niveaux successifs d'altitude sont bien inférieurs à la hauteur d'échelle H représentative des variations atmosphériques : sur une épaisseur de H km, la pression a diminué de e^{-1} .

IV. 2 - b) Grille d'énergie

L'énergie maximale dépend du flux incident à l'altitude la plus élevée. Cette énergie est telle qu'aux énergies supérieures, l'apport énergétique du flux incident n'est plus significatif ; elle est, en général, de l'ordre d'une centaine à quelques centaines de keV. En ce qui concerne l'énergie minimale, le choix de sa valeur est un compromis. Elle ne doit pas être trop élevée, la contribution des énergies inférieures devant être négligeable. Elle ne doit pas être trop faible afin de ne pas entraver l'approximation de la diffusion vers l'avant qui est appliquée ici. L'énergie minimale est prise égale à 1 keV [Jasperse et Basu, 1982].

Lors de la résolution analytique des équations de transport, la perte d'énergie W_i subie par une particule hydrogénée au cours d'une collision a été supposée constante entre deux niveaux successifs d'énergie, $i-1$ et i (cf. § III.2-a). Le rapport $\frac{W_{i-1} - W_i}{W_i} = \frac{\Delta W_i}{W_i}$ doit donc être faible, ce qui impose une contrainte quant au choix du pas ΔE_i entre deux niveaux successifs de la grille d'énergie.

◆ Pour les réactions d'excitation et de capture, la perte d'énergie associée, affectant la particule énergétique, est indépendante de l'énergie E_i de cette particule (cf. § III.1). Le rapport $\frac{\Delta W_i}{W_i}$ est donc toujours nul.

◆ Lors d'une réaction d'ionisation, la perte d'énergie est, d'après § III.1, de la forme :

$$W_i^{\text{ioni}} = K_1 + K_2 \cdot \sqrt{E_i} \quad (\text{IV.7})$$

avec K_1 et K_2 , des constantes.

Soit,

$$\Delta W_i^{\text{ioni}} = K_2 \cdot (\sqrt{E_i + \Delta E_i} - \sqrt{E_i})$$

i.e.

$$\Delta E_i = \left(\frac{\Delta W_i^{\text{ioni}} + K_2 \cdot \sqrt{E_i}}{K_2} \right)^2 - E_i \quad (\text{IV.8})$$

Si la variation relative de W_i est tolérée à 5 % près entre deux niveaux successifs de la grille

d'énergie, alors la valeur maximale admissible pour le pas entre les niveaux $i-1$ et i est égale à :

$$\Delta E_i = \left(\frac{0,05 \cdot W_i^{\text{ioni}} + K_2 \cdot \sqrt{E_i}}{K_2} \right)^2 - E_i \quad (\text{IV.9})$$

Sur la *figure IV.7*, est tracé, en fonction de l'énergie E_i , le pas ΔE_i maximal associé à une réaction d'ionisation. Les trois courbes en trait '-.-.-', correspondant aux trois espèces neutres N_2 , O_2 et O , se superposent. Ces courbes sont situées au-dessous de la droite *identité* $\Delta E_i = E_i$. Contrairement aux réactions d'excitation et de capture, les réactions d'ionisation imposent une contrainte sur le pas de la grille d'énergie. Ce pas doit être pris inférieur à ΔE_i imposé par les réactions d'ionisation.

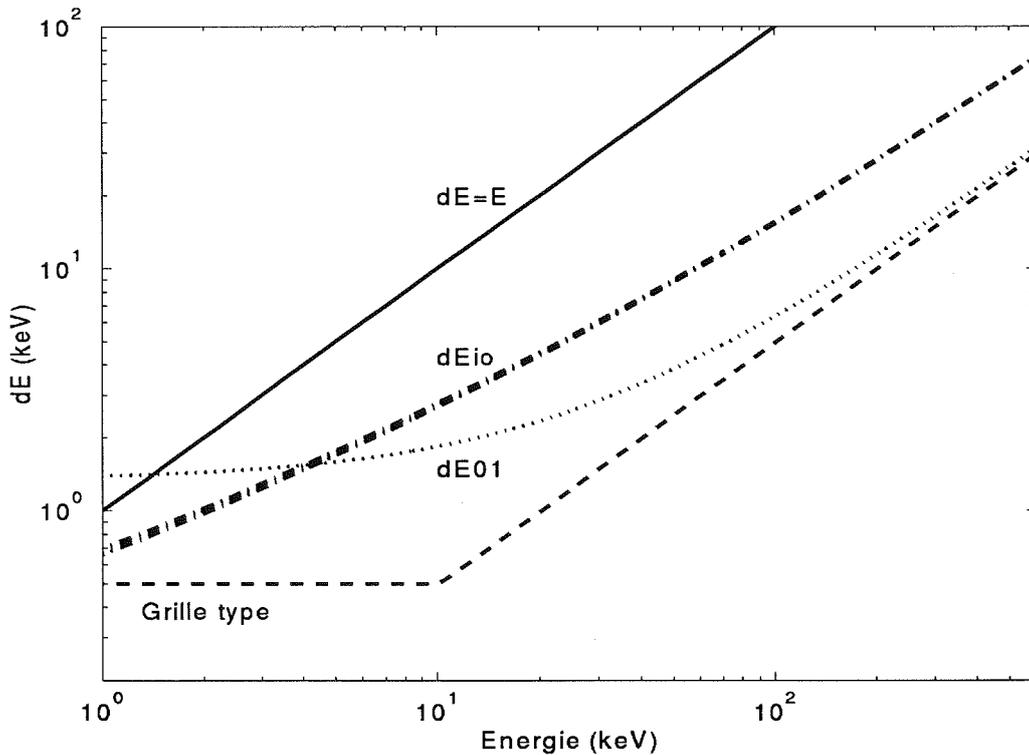


Figure IV.7 : Contraintes sur la grille d'énergie pour une variation relative de 5 % pour la perte d'énergie W . Le pas d'une grille type est proposée en fonction de l'énergie. Ce profil respecte les contraintes imposées par les réactions d'ionisation (dE_{io}) et les réactions d'arrachement (dE_{01}). La courbe $dE=E$ représente la limite supérieure pour le pas en énergie.

◆ Lors d'une réaction d'arrachement, la perte d'énergie subie par l'atome d'hydrogène, d'après § III.1, présente la forme suivante :

$$W_i^{01} = K_1 + K_2 \cdot E_i \quad (\text{IV.10})$$

Avec une variation relative de 5 % admise pour W_i , le pas sur la grille d'énergie ne doit donc pas excéder :

$$\Delta E_i = 0,05 \cdot \frac{W_i^{01}}{K_2} \quad (\text{IV.11})$$

Sur la *figure IV.7*, le pas maximal ΔE_i exigé par la réaction d'arrachement est représenté en pointillé. A l'instar des réactions d'ionisation, l'arrachement impose une contrainte quant au pas admissible sur la grille d'énergie, contrainte dont il faut tenir compte lors du choix de la grille.

Une répartition typique des niveaux sur la grille d'énergie est proposée sur la *figure IV.7* : grille uniformément répartie en basse énergie, jusqu'à 10 keV, et grille à distribution exponentielle à plus haute énergie. Par ailleurs, le nombre de niveaux est fonction de l'énergie maximale adoptée : il est en général de l'ordre de 200.

IV. 2 - c) Grille d'angle

Dans le cas le plus général, les angles d'attaque θ varient de 0 à 180 °, soit de -1 à 1 pour $\mu = \cos\theta$. Dans ce chapitre, aucune redistribution angulaire n'est prise en compte. Par conséquent, le flux ne se propage que vers les régions de plus basse altitude et μ est compris entre -1 et 0. La valeur nulle n'est jamais considérée pour éviter des divisions par zéro. La répartition adoptée pour la grille suit une distribution issue de la méthode de la quadrature de Gauss. Les μ_j , $1 \leq j \leq m$, sont pris égaux aux racines d'un polynôme P_m de degré m , convenablement choisi et défini sur l'intervalle $I=[-1 ; 1]$ (étude complète) ou $[-1 ; 0]$ (étude simplifiée). Le polynôme P_m est un élément de la famille P_k , polynômes de degré k , orthogonaux pour la fonction de poids unité sur I . Il est à noter que, pour $I=[-1 ; 1]$, le polynôme P_m est un **polynôme de Legendre**.

$\exists (\omega_j), 1 \leq j \leq m$, tel que $\forall P$, polynôme de degré $\leq (2m-1)$,

$$\int_I P(\mu) \cdot d\mu = \sum_{j=1}^m \omega_j \cdot P(\mu_j) \quad (\text{IV.12})$$

De plus, l'estimation suivante, mise à profit ici, est vérifiée :

$\forall f$, fonction $2m$ -continue sur I ,

$$\int_I f(\mu) \cdot d\mu \approx \sum_{j=1}^m \omega_j \cdot f(\mu_j) \quad (\text{IV.13})$$

l'erreur étant inférieure ou égale à : $\frac{\|f^{(2m)}\|_{\infty}}{(2m)!} \cdot \|P_m\|_2^2$.

Avec ce choix pour les abscisses μ_j et les poids ω_j , la loi d'intégration résultante est du type gaussienne.

Le nombre minimal de niveaux à considérer pour obtenir un résultat stable pour le flux descendant est égal à 6 environ. Dans ce cas, les angles d'attaque θ et leur cosinus μ sont les suivants :

θ (en degré)	165	146	128	112	100	92
$\mu = \cos \theta$	- 0,97	- 0,83	- 0,62	- 0,38	- 0,17	- 0,03

La distribution angulaire est parfois aussi choisie uniforme. Dans ce cas, les poids ont une valeur identique, égale à la différence entre deux niveaux successifs.

IV. 3 - VALIDATION

IV. 3 - a) Conservation de l'énergie

Une première validation des flux de particules générés par le code de transport consiste à vérifier la conservation énergétique. Le flux d'énergie injecté au sommet de l'atmosphère auquel est retranché tout flux sortant de la couche ionosphérique étudiée, comprise entre 90 et 600 km, doit évaluer le flux d'énergie déposée dans l'atmosphère par interaction entre le faisceau de particules hydrogénées et les neutres ambiants.

◆ Le flux d'énergie entrant est Q_0 , un paramètre d'entrée du code. Il est relatif au flux incident de protons, condition limite des équations de transport à l'altitude la plus élevée. Si l'élargissement est pris en compte par l'intermédiaire du facteur d'atténuation ϵ (cf. § I.3-a), alors

le flux d'énergie à considérer est $\epsilon.Q_0$.

◆ Ici, le flux sortant est nul. En effet, aucune redistribution angulaire n'a été prise en compte dans ce chapitre ; aucun flux ascendant n'est généré. De plus, l'altitude limite inférieure est choisie suffisamment faible pour négliger le flux d'énergie associé.

◆ Il reste maintenant à évaluer l'énergie déposée dans l'atmosphère par les réactions d'ionisation, d'excitation ou de changement de charge entre les particules énergétiques et les neutres ambiants. Le taux de déposition en énergie, usuellement exprimé en $\text{eV.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, peut être déterminé à l'altitude s par :

$$\eta(s) = 2\pi \sum_k n_k(s) \cdot \iint d\mu \cdot d\mu' \cdot \int_0^\infty dE' \cdot \sum_{X=P,H} L_X^k(E', \mu' \rightarrow \mu) \cdot I_X(s, E', \mu) \quad (\text{IV.14})$$

où n_k est la densité de l'espèce neutre k

et L_X^k est la fonction de perte totale associée à l'espèce énergétique X et à l'espèce neutre k .

Comme aucune redistribution angulaire n'est considérée ici, l'expression précédente se simplifie :

$$\eta(s) = 2\pi \sum_k n_k(s) \cdot \int d\mu \cdot \int_0^\infty dE' \cdot \sum_{X=P,H} L_X^k(E') \cdot I_X(s, E', \mu) \quad (\text{IV.15})$$

Il convient de noter que, bien qu'une fonction de perte soit introduite ici, **aucune hypothèse sur la continuité de la dégradation énergétique n'est sous-jacente aux relations (IV.14) et (IV.15)**. La fonction $L_X^k(E')$ est définie par :

$$L_X^k(E') = W_X^k(E') \cdot \sigma_X^k(E').$$

Les flux de protons et d'atomes d'hydrogène sont déterminés sur une grille d'énergie s'étendant de E_{\min} à E_{\max} , le flux incident à z_{\max} étant supposé négligeable pour $E > E_{\max}$. L'énergie minimale E_{\min} est non nulle : l'approximation de diffusion vers l'avant appliquée dans ce chapitre n'est plus valable en basse énergie. De ce fait, l'énergie déposée en $E < E_{\min}$ n'a pas été dépensée. Le taux de 'non-déposition' correspondant peut être défini comme la variation du flux d'énergie à E_{\min} entre deux niveaux successifs, soit :

$$\frac{\partial}{\partial s} F(s, E_{\min}) \quad \text{avec} \quad F(s, E_{\min}) = 2\pi \int_{-1}^0 |\mu| d\mu \cdot E_{\min} \cdot \Delta E_{\min} \cdot \sum_{X=P,H} I_X(s, E_{\min}, \mu) \quad (\text{IV.16})$$

La difficulté réside dans le choix de ΔE_{\min} . Une majoration du flux d'énergie à E_{\min} est obtenue pour $\Delta E_{\min} = E_{\min}$. L'énergie E_{\min} est choisie en général suffisamment faible pour que ce flux d'énergie non dépensé puisse être négligé, la valeur du majorant étant petite devant le flux d'énergie déposé .

Le taux de déposition total d'énergie dans l'atmosphère, appelé encore chauffage et généralement exprimé en $\text{eV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, est égal à l'intégrale de $\eta(s)$ - défini par (IV.15) - sur toute la région d'altitude, soit :

$$Q_e = \int_{Z_{\min}}^{Z_{\max}} \eta(s) \cdot ds \quad (\text{IV.17})$$

♦ La conservation énergétique se réduit alors à l'égalité des flux entrant Q_0 et déposé Q_e . Prenant suffisamment de niveaux sur les grilles de calcul, les solutions numériques des équations de transport vérifient la **conservation d'énergie à moins de 3 % près**. L'obtention d'une telle valeur impose toutefois de choisir l'énergie minimale E_{\min} suffisamment faible pour que le majorant du flux d'énergie à E_{\min} - déterminée avec $\Delta E_{\min} = E_{\min}$ - soit négligeable devant le flux d'énergie déposé dans l'atmosphère. En effet, lorsque E_{\min} est trop élevée, le majorant du flux d'énergie non dépensé devient trop important pour être exploitable. De ce fait, une valeur élevée pour l'erreur relative entre Q_0 et Q_e ne signifie pas forcément une mauvaise conservation énergétique. En revanche, **une faible valeur obtenue confirme sans conteste une bonne conservation énergétique**. Quand celle-ci est satisfaite, les grandeurs obtenues par intégration des flux ne varient pas sensiblement avec le choix de E_{\min} .

Enfin, il faut souligner que l'obtention d'une valeur négligeable pour le flux d'énergie non dépensé impose une énergie minimale d'autant plus petite que l'énergie caractéristique E_0 du flux incident est faible. Par exemple, pour un flux incident pris maxwellien, une énergie caractéristique E_0 , égale à 8 keV, impose une énergie E_{\min} d'une centaine d'eV pour que la conservation d'énergie soit inférieure à quelques pour cent. En revanche, si l'énergie E_0 vaut 20 keV, une énergie E_{\min} égale à 1 keV est suffisante pour une bonne conservation énergétique. Cette vérification de la conservation énergétique permet aussi de montrer que **l'approximation de dégradation continue en énergie, appliquée lors de la résolution, reste valable pour des énergies relativement faibles, de l'ordre d'une centaine d'eV**. Il convient de rappeler que les relations (IV.14) et (IV.15) sur lesquelles est

fondé le calcul du taux de déposition énergétique ne s'appuie en aucun cas sur l'hypothèse de dégradation continue de l'énergie supposée lors de la résolution des équations de transport (cf. § III.2-a).

Par ailleurs, il est à noter que la conservation énergétique exposée ici s'appuie sur des considérations physiques, le flux dépensé dans l'atmosphère dépendant des sections efficaces et des pertes d'énergie associées aux différents processus collisionnels affectant les particules énergétiques. *Basu et al.* [1990] proposent, quant à eux, une autre formule pour évaluer le taux d'énergie déposée :

$$\eta_B(s) = -2\pi \int_{-1}^0 \mu \cdot d\mu \cdot \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} E \cdot dE \cdot \frac{\partial}{\partial s} \sum_{X=P,H} I_X(s, E, \mu) \quad (\text{IV.18})$$

Cette relation permet d'estimer la variation du flux entre deux niveaux successifs d'altitude : l'énergie déposée dans chaque couche est associée à la différence entre les flux entrant et sortant. Aucun lien n'est fait avec les paramètres physiques d'entrée relatifs à la déposition d'énergie, à savoir les fonctions de perte. Par conséquent, l'emploi d'une telle relation pour l'étude de la conservation énergétique ne permet qu'une validation numérique et non physique. Les flux calculés ici satisfont cette conservation à moins de 2 % près.

IV. 3 - b) Comparaison avec d'autres modèles

Différents programmes s'appuyant sur les équations de transport simplifiées, c'est-à-dire sans redistribution angulaire d'origine collisionnelle ou magnétique, ont été développés et améliorés ces dernières années (cf. § I.4). Les résultats les plus récents, proposés par *Strickland et al.* [1993] et fondés sur une méthode exposée par *Basu et al.* [1993], ont été pris comme référence en vue de valider ceux fournis par notre code. Dans ce but, les mêmes paramètres d'entrée que ceux utilisés par ces auteurs ont été adoptés : le même modèle d'atmosphère neutre issu de MSIS 86, le même jeu de sections efficaces - correspondant à celui présenté sur la *figure IV.2* -, le même flux incident de protons, ainsi que les mêmes valeurs limites sur les grilles d'altitude, d'énergie et d'angle.

IV. 3 - b - α) Flux de particules

Des flux de particules présentés en fonction de l'énergie des particules hydrogénées et pour différentes altitudes sont proposés par *Strickland et al.* [1993] et illustrés, en trait plein, sur les figures IV.8-a et IV.8-b. Il s'agit de flux intégrés en angle, soit : $2\pi \int_{-1}^0 d\mu \cdot I_X(s, E, \mu)$. Le flux incident correspondant est un flux descendant isotrope, maxwellien en énergie, ayant pour énergie caractéristique $E_0 = 8 \text{ keV}$ et pour flux d'énergie $Q_0 = 1/\varepsilon \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (cf. § IV.1-c). Ces flux sont valables au centre du faisceau où s'applique le coefficient ε permettant de tenir compte de l'effet d'élargissement (cf. § I.3-a).

Les flux de particules fournis par notre code pour le même flux incident de protons sont représentés en pointillé sur les figures IV.8-a et IV.8-b. Les deux jeux de résultats sont tout à fait semblables. **Cette comparaison**, qui s'applique aux solutions des équations de transport, **permet, dans le cas simplifié, une validation** directe des sorties du code, et, par là même, **de la résolution analytique adoptée**. En effet, le code de *Strickland et al.* [1993] repose sur une méthode de résolution classique [*Basu et al.*, 1993] : les pertes d'énergie, subies par les particules hydrogénées lors de collisions avec les neutres, sont supposées discrètes. Elles sont donc incluses dans le terme de collision, membre de droite de l'équation de transport (II.17). Contrairement à cette approche, la résolution que nous avons imaginée et qui est exposée au chapitre III s'appuie sur l'hypothèse de dégradation continue en énergie : les redistributions énergétiques collisionnelles sont prises en compte par l'intermédiaire de forces dissipatives (cf. § III.2-a). Ainsi, bien que les deux démarches de résolution des équations de transport soient différentes, les flux obtenus sont parfaitement semblables : non seulement le code numérique développé mais aussi et surtout la résolution adoptée sont validés.

IV. 3 - b - β) Taux d'ionisation volumique

Le taux d'ionisation volumique représente ici le taux de production des protoélectrons : ceux-ci sont produits par ionisation des neutres ambiants sous l'effet d'un faisceau incident de protons ou par ionisation d'un atome d'hydrogène énergétique lors d'une réaction d'arrachement. Ce taux est donc défini par la relation suivante (IV.19) :

$$Pr_{ion}(s) = 2\pi \sum_k n_k(s) \cdot \int_{-1}^0 d\mu \cdot \int dE \cdot \left\{ \sigma_{k,P}^{ioni}(E) \cdot I_P(s, E, \mu) + \left(\sigma_{k,H}^{ioni}(E) + \sigma_k^{01}(E) \right) \cdot I_H(s, E, \mu) \right\}$$

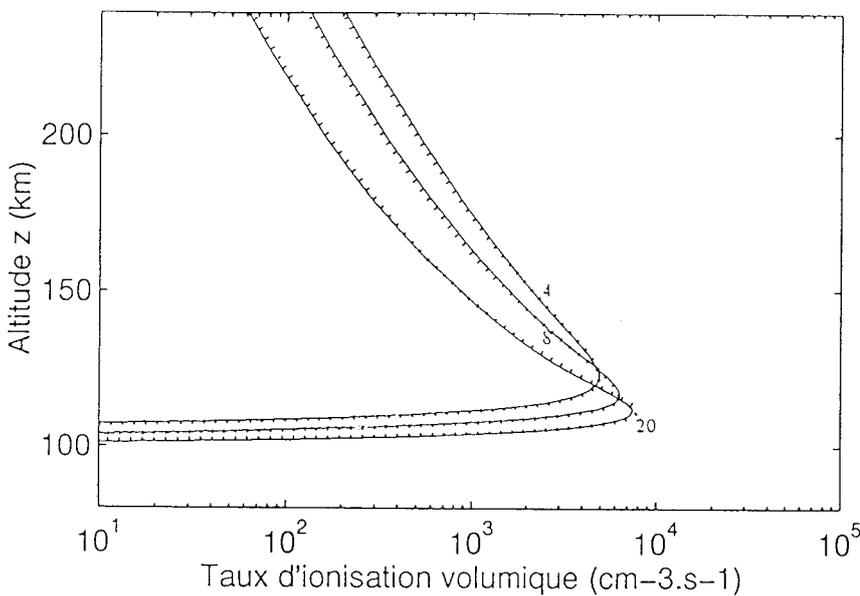
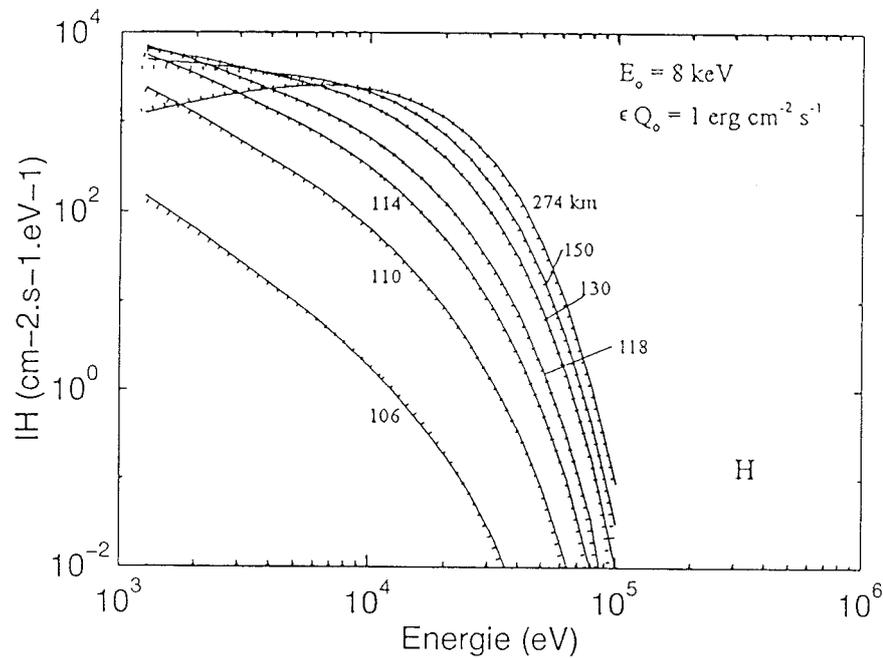
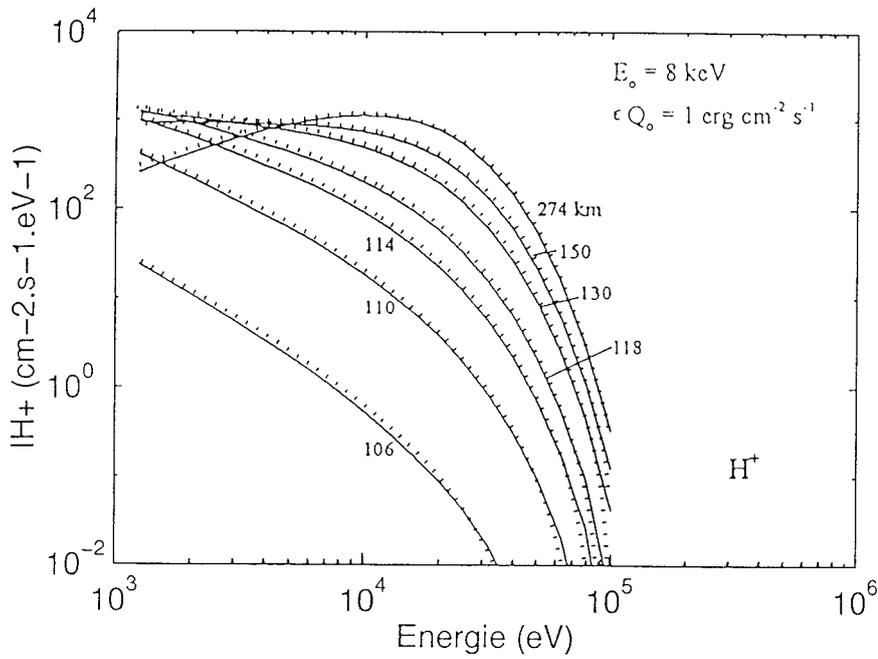


Figure IV.8 : Comparaison entre les résultats déterminés par Strickland et al. [1993], en trait plein, et ceux obtenus dans la présente étude, en pointillé.

IV.8-a (en haut) : Flux de protons intégrés en angle représentés en fonction de l'énergie, pour différentes altitudes.

IV.8-b (au milieu) : Flux d'atomes d'hydrogène intégrés en angle représentés en fonction de l'énergie, pour différentes altitudes.

IV.8-c (en bas) : Profil en altitude du taux d'ionisation volumique pour différentes valeurs de l'énergie caractéristique E_0 , 4, 8 et 20 keV.

Le calcul du taux d'ionisation volumique est très utile, car il va permettre une comparaison avec l'expérience. Ce taux est le terme de production des équations chimiques de continuité permettant la détermination des densités des ions et des électrons mesurables grâce à un radar, tel qu'EISCAT (cf. § VI.2 et VI.3).

Sur la *figure IV.8-c*, une comparaison des profils du taux d'ionisation entre le modèle de *Strickland et al.* [1993] et le nôtre est proposée pour différentes valeurs de E_0 . Le flux incident d'énergie Q_0 a été pris égal à $1/\epsilon$ erg.cm⁻².s⁻¹. Là encore, comme pour les flux de particules, les deux études fournissent des résultats tout à fait comparables. Il convient de noter que, plus l'énergie E_0 est élevée, plus grande est l'épaisseur d'atmosphère que doit traverser le faisceau pour être totalement dégradé : l'altitude du pic d'ionisation diminue donc lorsque E_0 augmente.

Dans ce chapitre, nous ne nous sommes intéressés qu'au cas simplifié où aucune redistribution angulaire n'est considérée, c'est-à-dire aucun flux vers le haut n'est généré, ce qui est toujours supposé dans la littérature. Dans un premier temps, les différentes grandeurs physiques d'entrée et les paramètres internes du code, adoptés en vue du calcul des solutions des équations de transport, ont été présentés. La validation de ces solutions a été effectuée de deux manières :

- une validation fondée sur des considérations physiques, concernant la conservation énergétique ; celle-ci est satisfaite à moins de 3 % et permet de montrer que l'hypothèse de dégradation continue est applicable encore à 100 eV,

- une validation par comparaison de nos résultats avec ceux fournis par le programme de *Strickland et al.* [1993]. Ce code de transport est fondé sur une autre méthode de résolution, prenant en compte le caractère discret des pertes d'énergie collisionnelles. Or, les flux de particules ainsi que les taux d'ionisation volumique comparés sont parfaitement semblables. Par conséquent, cette comparaison conduit à la validation, dans le cas simplifié, de notre résolution qui s'appuie sur l'hypothèse de dégradation continue en énergie.

Notre résolution, exposée au chapitre III, permet de prendre aussi en compte les redistributions angulaires d'origine magnétique ou collisionnelle, ce qui génère un flux remontant de particules hydrogénées. L'influence de ces deux processus sur un faisceau incident de protons fait l'objet du chapitre V suivant.

CHAPITRE V

CHAPITRE V

REFLEXION PAR MIROIR MAGNETIQUE

V. 1 - MODELE DE CHAMP MAGNETIQUE	145
V. 2 - ETUDE SANS COLLISION	147
V. 2 - a) Résolution.....	147
V. 2 - b) Résultats	149
V. 2 - c) Validation	153
V. 3 - ETUDE AVEC COLLISION	157
V. 3 - a) Flux de particules intégrés en angle	157
V. 3 - b) Flux de particules en fonction de l'angle d'attaque	161
V. 3 - c) Avec ou sans miroir.....	164
V. 3 - d) Profil Doppler zénithal $H\alpha$	165
V. 3 - d - α) Théorie	165
V. 3 - d - β) Résultats.....	170

CHAPITRE V

REFLEXION PAR MIROIR MAGNETIQUE

Un flux incident de protons peut subir deux types de redistributions angulaires : par effet de miroir magnétique ou lors d'une collision avec un neutre ambiant. Ces deux processus peuvent être étudiés séparément, agissant *a priori* dans des régions différentes : la réflexion a lieu à haute altitude, alors que la redistribution angulaire collisionnelle n'intervient de manière prépondérante que dans les régions denses, situées dans les couches basses. De plus, une étude séparée permet de définir avec plus de précision le rayon d'action et l'importance de chacun de ces deux processus. Seul, l'effet de miroir magnétique fait l'objet du présent chapitre.

V. 1 - MODELE DE CHAMP MAGNETIQUE

Le champ géomagnétique d'origine interne est permanent et stable à l'échelle des temps caractéristiques des phénomènes ionosphériques. Sur toute l'épaisseur de l'atmosphère, étudiée ici jusqu'à des altitudes de 1000 km environ, ce champ peut être assimilé à celui d'un **dipôle magnétique** actif localisé près du centre de la Terre. Il faut rappeler qu'un dipôle actif est défini comme une distribution de courants permanents, de moment magnétique non nul et de dimensions petites vis-à-vis de la distance à laquelle est étudié le champ qu'elle crée.

L'axe du dipôle modélisant le champ géomagnétique est actuellement incliné d'environ 11° par rapport à l'axe de rotation du globe. Les coordonnées géographiques du pôle nord géomagnétique sont 79° N, 289° E. Toutefois, en première approximation, ce dipôle peut être supposé centré. Dans le plan méridien, le champ magnétique généré par le dipôle centré est le suivant :

- composante radiale :
$$B_{\rho} = -2 \sin \Lambda \cdot \frac{B_{\text{ég}}}{\rho^3} \quad (\text{V.1-a})$$

- composante tangentielle :
$$B_{\Lambda} = \cos \Lambda \cdot \frac{B_{\text{ég}}}{\rho^3} \quad (\text{V.1-b})$$

où : ♦ Λ est la latitude géomagnétique comptée positivement dans l'hémisphère nord.

♦ B_{eq} est égale à la valeur du champ magnétique à l'équateur géomagnétique au niveau du sol, de l'ordre de 0,3 gauss, *i.e.* $0,3 \cdot 10^{-4}$ T.

♦ ρ représente la distance radiale au centre de la Terre, comptée en rayons terrestres, soit : $\rho = \frac{R_T + z_0 + z}{R_T}$, avec R_T , le rayon terrestre moyen et z_0 l'altitude au niveau du sol dans la région étudiée.

Le modèle de champ s'appuyant sur celui du dipôle, les lignes de force magnétiques ne sont pas rectilignes. Toutefois, en haute latitude, entre 100 et 800 km, région d'intérêt de cette étude, les **lignes de force** peuvent être **assimilées à des droites**. En effet, dans cette région, la variation maximale de l'angle d'inclinaison α du vecteur champ magnétique au plan horizontal est négligeable. Cet angle d'inclinaison, appelé encore élévation magnétique, est égal à :

$$\alpha = \arctg\left(-\frac{B_\rho}{B_\Lambda}\right) = \arctg(2 \cdot \text{tg}\Lambda) \quad (\text{V.2})$$

Dans le cas du modèle de dipôle centré, la variation de l'angle d'inclinaison entre 100 et 800 km d'altitude est, au-dessus du radar EISCAT, de $0,64^\circ$. La localisation de ce radar est donnée dans le glossaire.

Dans l'équation de transport des protons, le **terme représentatif du miroir magnétique** est, d'après les relations (II.17-1) et (II.27), de la forme :

$$\frac{1}{B} \cdot \frac{dB}{ds} = \frac{-3 \sin \alpha}{R_T + z_0 + z} \quad (\text{V.3})$$

Cette égalité est déduite des relations (V.1-a) et (V.1-b) et s'appuie sur l'hypothèse faite concernant l'invariance de l'angle d'inclinaison le long d'une ligne de force. Une telle relation est valable pour un dipôle centré. Au-dessus d'EISCAT, la variation relative de ce terme entre 100 et 800 km d'altitude est, avec ce modèle de champ, de l'ordre de 10 %, ce qui est suffisant pour la prendre en compte. Toutefois, ce terme sera considéré comme constant entre deux niveaux successifs d'altitude.

Par rapport aux valeurs calculées à l'aide du champ dipolaire, le champ géomagnétique réel présente des écarts permanents, parfois notables. Ceci est dû aux inhomogénéités sous-jacentes de la Terre ainsi qu'aux particularités du système de courants internes qui sont à l'origine de ce champ. Des anomalies par rapport au modèle dipolaire existent ainsi dans la région du radar EISCAT. Ces effets tendent cependant à s'estomper avec l'altitude. A ces écarts du champ

géomagnétique, il faut ajouter l'influence du champ magnétique interplanétaire gelé dans le vent solaire. L'indice magnétique planétaire K_p permet de rendre compte de l'activité magnétique induite principalement par le vent solaire : cet indice est obtenu à partir des mesures du champ magnétique au sol, et après avoir retranché à celles-ci les variations connues qui sont dues aux phénomènes terrestres globaux ou locaux (cf. glossaire).

Pour pouvoir tenir compte de tous ces écarts par rapport au modèle dipolaire, il est nécessaire de faire appel à un modèle fondé sur des mesures directes du champ magnétique, tel est le cas du modèle **IGRF**. Ce dernier fournit une variation de l'angle d'inclinaison α entre 100 et 800 km, égale à $0,79^\circ$ au-dessus d'EISCAT : cette valeur est, comme dans le cas du modèle dipolaire, suffisamment faible pour justifier, dans notre étude, l'hypothèse de lignes de force magnétiques considérées comme rectilignes.

V. 2 - ETUDE SANS COLLISION

Le comportement du code de transport est étudié dans le cas simple où le flux incident de protons ne subit que l'effet de miroir magnétique. Les collisions avec les neutres n'étant donc pas prises en compte ici, les protons précipitants ne peuvent pas être neutralisés. En conséquence, aucun atome d'hydrogène n'est produit. Cette simplification permet d'illustrer facilement l'effet de miroir magnétique sur un flux incident de protons. Elle va conduire aussi à une validation directe des résultats obtenus et, par là même, du terme numérisé associé à la réflexion magnétique.

V. 2 - a) Résolution

Comme les protons incidents sont supposés ici ne subir aucune collision, le système d'équations de transport (II.17) se réduit à l'équation associée aux protons, soit, d'après la relation (II.27), à :

$$\frac{\partial}{\partial s} I_P(s, E, \mu) = \frac{1 - \mu^2}{2\mu B} \cdot \frac{dB}{ds} \cdot \frac{\partial}{\partial \mu} I_P(s, E, \mu) \quad (\text{V.4})$$

Le miroir magnétique, décrit au § II.4 et induit par la convergence des lignes de force magnétiques, a pour effet de diminuer l'angle d'attaque des particules chargées précipitant vers les basses altitudes : ceci conduit à la réflexion de protons vers le sommet de l'atmosphère. En d'autres termes, le cosinus μ de leur angle d'attaque - pris négatif pour le flux descendant -

augmente sous l'effet de la convergence des lignes de force magnétiques. Il y a transfert de particules chargées, des μ négatifs (flux descendant) vers les μ positifs (flux ascendant). La grille d'angle (μ_j), $j \in \langle 1, m \rangle$, étant introduite ($-1 < \mu_1 < \dots < \mu_m < 1$), l'effet de miroir magnétique peut être interprété comme un apport de particules à μ_j et comme une perte à $\mu_{j-1} < \mu_j$. Ceci conduit à choisir la discrétisation dissymétrique suivante pour la dérivée en μ présente dans l'équation (V.4) :

$$\frac{\partial}{\partial \mu} I_P(s, E, \mu) \Big|_{\mu_j} = \frac{I(s, E, \mu_j) - I(s, E, \mu_{j-1})}{\mu_j - \mu_{j-1}} \quad (\text{V.5})$$

Pour $j=1$, l'indice ($j-1$) est remplacé par ($j+1$).

La méthode générale de résolution de l'équation (V.4) repose sur celle déjà exposée au § III.3, entraînant une séparation, mais pas forcément une indépendance, entre les flux descendant et ascendant.

◆ Flux descendant de protons

Soient (s_r), $r \in \langle 1, p \rangle$, la grille d'altitude, avec $s_r > s_{r+1}$,

(E_i), $i \in \langle 1, n \rangle$, la grille d'énergie, avec $E_i > E_{i+1}$,

et $\underline{I}\downarrow$, le vecteur flux descendant à s_r , de dimension $nm/2$, avec $m/2$ le nombre de niveaux sur la grille correspondant au flux descendant.

D'après (V.5), l'équation de transport (V.4) prend, pour le flux descendant à s_r , la forme vectorielle suivante :

$$\frac{\partial}{\partial s} \underline{I}\downarrow = \underline{\underline{A}}\downarrow \cdot \underline{I}\downarrow \quad (\text{V.6})$$

avec $\underline{\underline{A}}\downarrow$, une diagonale de blocs du type

$$\begin{pmatrix} \bullet & \bullet & & & \\ \bullet & \bullet & & & \\ & \bullet & \ddots & & \\ & & \bullet & \ddots & \\ & & & \bullet & \bullet \end{pmatrix} \begin{matrix} \mu_1 & \mu_{m/2} \\ \mu_1 & \\ & \mu_{m/2} \end{matrix}$$

Le flux descendant est totalement indépendant du flux ascendant. De ce fait, le calcul complet du flux ne nécessite qu'un seul aller retour simulé dans l'atmosphère : la grille d'altitude est parcourue une première fois dans le sens des altitudes décroissantes pour le calcul du flux descendant, puis une deuxième fois dans le sens contraire pour le calcul du flux ascendant (cf. § III.3-b).

◆ Flux ascendant de protons

Le vecteur flux ascendant, considéré à s_r et défini de manière similaire à $\underline{I}\downarrow$, est noté $\underline{I}\uparrow$. L'équation de transport (V.4), appliquée au flux ascendant, prend la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial s} \underline{I}\uparrow = \underline{\underline{A}}\uparrow \cdot \underline{I}\uparrow + \underline{C} \tag{V.7}$$

avec $\underline{\underline{A}}\uparrow$, une diagonale de blocs du type
$$\begin{pmatrix} \bullet & \bullet & & & \\ & \ddots & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \bullet & \bullet \end{pmatrix} \begin{matrix} \mu_{m/2+1} & \mu_m \\ \mu_{m/2+1} \\ \mu_m \end{matrix}$$

et $\underline{C} = \underline{\underline{A}}\downarrow \cdot \underline{I}\downarrow$, où $\underline{\underline{A}}\downarrow$ est une diagonale de blocs de la forme
$$\begin{pmatrix} \mu_1 & \mu_{m/2} \\ \mathbf{0} & \bullet \end{pmatrix} \begin{matrix} \mu_{m/2+1} \\ \mu_m \end{matrix}$$

Les matrices $\underline{\underline{A}}\uparrow$ et $\underline{\underline{A}}\downarrow$ sont à rapprocher respectivement des matrices $\underline{\underline{A}}^0$ et $\underline{\underline{A}}^1$, introduites au § III.3-a) ; toutefois, $\underline{\underline{A}}\uparrow$ et $\underline{\underline{A}}\downarrow$ sont de taille deux fois moindre, les atomes d'hydrogène n'étant pas pris en compte dans tout le § V.2.

La présence du vecteur \underline{C} dans l'équation (V.7) met en lumière le couplage entre les flux descendant et ascendant ; le flux ascendant dépend du flux descendant qui est calculé lors de l'aller simulé dans l'atmosphère. A l'altitude la plus basse, le flux ascendant est pris égal au flux descendant, *i.e.* qu'un albédo est pris égal à 1. Cette hypothèse impose une symétrie entre le flux descendant et le flux ascendant, propriété facilement vérifiable.

V. 2 - b) Résultats

Les résultats sont présentés tout d'abord pour un flux incident supposé isotrope, ce qui va permettre d'exploiter l'hypothèse de stationnarité appliquée à l'équation de transport. Dans un deuxième temps, les résultats sont proposés pour deux flux incidents anisotropes de protons.

◆ Flux incident isotrope

Si le flux incident de protons précipitant vers les régions de basses altitudes est supposé isotrope, *i.e.* indépendant de la variable μ , pour $-1 \leq \mu < 0$, alors il reste inchangé tout au long de sa propagation simulée dans l'atmosphère, aucune collision n'étant considérée ici. L'origine de

cette invariance repose sur l'hypothèse de **stationnarité** appliquée au flux de protons (cf. § II.2). Cela signifie qu'il y a un flux permanent de protons qui précipitent.

Lorsqu'il correspond à un angle d'attaque de 180° , le flux descendant n'est pas affecté par le miroir magnétique, les particules se propageant alors le long de la ligne de force du champ. En revanche, les particules qui précipitent avec un angle d'attaque θ , strictement compris entre 90° et 180° , vont, sous l'effet de miroir magnétique, subir une diminution de leur angle d'attaque : le cosinus μ de leur angle d'attaque θ va augmenter. Ainsi, les protons constituant le flux $I_P(s_1, E, \mu_0)$ vont subir une perturbation en angle :

- si $0 > \mu_0 \geq \mu_{\text{inf}}$, avec μ_{inf} , le cosinus de l'angle d'attaque incident des particules réfléchies à l'altitude s_2 , les protons associés au flux $I_P(s_1, E, \mu_0)$ vont être réfléchis entre les altitudes s_1 et s_2 .

- si $\mu_0 < \mu_{\text{inf}}$, les protons vont constituer, à l'altitude $s_2 < s_1$, le flux de particules $I_P(s_2, E, \mu_0')$ avec $\mu_0' > \mu_0$.

Par ailleurs, pour un angle d'attaque θ_0 quelconque de cosinus compris entre -1 et 0, le flux correspondant au triplet (s_2, E, μ_0) est non nul : il est constitué de particules qui, à l'altitude s_1 , avaient un angle d'attaque de cosinus $\mu_0'' < \mu_0$. Les deux flux $I_P(s_1, E, \mu_0'')$ et $I_P(s_2, E, \mu_0)$ ont la même valeur et sont associés à la même énergie : les protons ne subissent ici aucune collision, comme cela a été précédemment supposé au début du § V.2. De plus, le flux incident ayant été choisi isotrope, $I_P(s_1, E, \mu_0)$ et $I_P(s_1, E, \mu_0'')$ sont égaux. Par conséquent, il en est de même pour les flux $I_P(s_1, E, \mu_0)$ et $I_P(s_2, E, \mu_0)$. Cette égalité est valable pour tout μ_0 compris entre -1 et 0, *i.e.* associé à un flux descendant. L'existence de l'angle μ_0'' est assurée par le caractère continu de l'effet de miroir magnétique - l'angle d'attaque θ variant continûment en fonction de l'altitude - et par l'invariance de θ si $\theta = 180^\circ$ à l'altitude s_1 (cf. **(II.26)**).

La constance du flux descendant, démontrée dans le cas d'un flux incident isotrope, a bien été effectivement constatée sur les simulations numériques que nous avons effectuées.

◆ Flux incident anisotrope

Nous avons vérifié tout d'abord que le code de transport fournit des résultats qui sont indépendants de l'énergie des protons : d'une part l'effet de miroir magnétique n'agit que sur les angles, d'autre part les collisions ne sont pas prises en compte ici. A un facteur multiplicatif près dû à la valeur limite choisie à l'altitude supérieure, les flux à un même angle et à une même altitude sont identiques. De ce fait, dans la suite du § V.2, il a semblé inutile de préciser le niveau d'énergie considéré.

La *figure V.1* présente les flux de protons en fonction de l'angle d'attaque, chaque courbe étant associée à une valeur donnée de l'altitude. Le flux précipité est schématisé par la courbe en trait plein correspondant aux angles d'attaque compris entre 90° et 180° associés au flux descendant. Les *figures V.1-a* et *V.1-b* correspondent à deux types de flux incidents choisis anisotropes. Ces deux cas de figure permettent d'illustrer les remarques suivantes. Le flux à 0° ou à 180° reste constant : le miroir magnétique n'a pas d'effet sur les particules se propageant le long d'une ligne de force magnétique. Par ailleurs, le flux est symétrique par rapport à 90° : un proton qui est réfléchi à une altitude donnée, va alors parcourir l'atmosphère en sens inverse, son angle d'attaque variant de manière symétrique par rapport à l'aller. De plus, tout le flux descendant est supposé se réfléchir totalement à l'altitude la plus basse.

Il convient de noter que le **choix fait pour la discrétisation de la dérivée en μ** présente dans l'équation (V.4) est d'une importance capitale. La forme dissymétrique (V.5) adoptée et fondée sur la signification physique du terme de miroir magnétique est la seule qui puisse répondre correctement au problème. En effet, si la dérivée avait été choisie symétrique, ou dissymétrique mais dans l'autre sens, le flux à μ_j aurait été fonction du flux à $\mu_{j+1} > \mu_j$, soit $\theta_{j+1} < \theta_j$. Sur la *figure V.1-a* par exemple, le flux incident est isotrope de 180° à un certain angle θ_0 , puis il décroît. Avec un tel choix pour la discrétisation, la dérivée en μ aurait été non nulle et le flux de protons aurait alors varié en fonction de l'altitude. Or, d'après l'hypothèse de stationnarité qui a été appliquée, le flux à θ_0 ne varie pas. En effet, ce flux est alimenté à chaque niveau d'altitude par un flux de particules associé, à l'altitude limite supérieure, à un angle d'attaque $\theta > \theta_0$; de plus, de par l'isotropie partielle du flux précipitant, les flux incidents relatifs à θ et θ_0 sont égaux. De ce fait, le flux à θ_0 - comme à tout angle d'attaque $\theta > \theta_0$ - reste constant, ce qui est illustré sur la *figure V.1-a*. En revanche, le flux présenté sur la *figure V.1-b* perd son isotropie partielle initiale : à partir d'une certaine altitude, les flux aux angles proches de 90° sont alimentés par les flux initialement d'angle important, qui sont non isotropes.

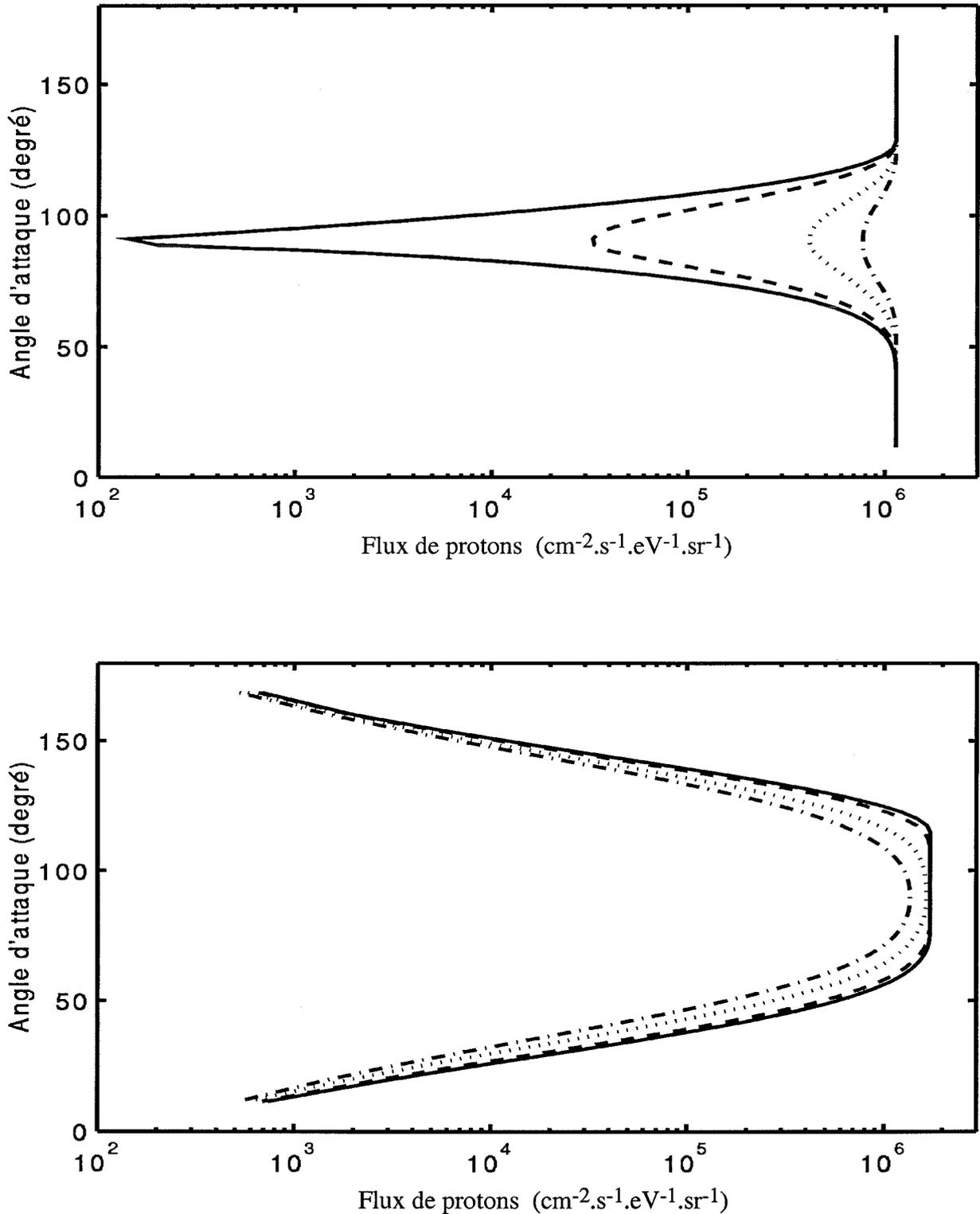


Figure V.1 -a (en haut) et -b (en bas) : Flux de protons ne subissant que l'effet de miroir magnétique et correspondant à deux flux précipitants anisotropes, partiellement isotropes aux angles élevés pour la figure V.1-a et aux angles proches de 90° pour la figure V.1-b. Ces flux sont présentés en fonction de l'angle d'attaque des protons et pour différentes valeurs de l'altitude : à 800 km, altitude du flux incident ('—'), à 700 km ('- - -'), à 400 km ('· · · ·') et à 160 km, altitude de réflexion ('- · · · -').

V. 2 - c) Validation

L'équation (V.4) décrit l'évolution d'un flux de particules dans l'atmosphère. Cette équation est du type suivant :

$$\sum_{i=1}^n f_i(x_1, \dots, x_n) \cdot \frac{\partial I}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{V.8})$$

avec $n=2$, $x_1=s$ et $x_2=\mu$, cette dernière étant fonction de la variable s . La résolution de cette équation aux dérivées partielles est équivalente à celle du système différentiel :

$$\frac{ds}{1} = \frac{d\mu}{f_2}, \text{ soit } \frac{ds}{1} = - \frac{d\mu}{\left(\frac{1-\mu^2}{2\mu B} \cdot \frac{dB}{ds} \right)}$$

i.e.

$$\frac{d\mu}{ds} = - \frac{1-\mu^2}{2\mu B} \cdot \frac{dB}{ds} \quad (\text{V.9})$$

Il s'agit de l'équation (II.26) décrivant le mouvement d'un proton baignant dans un champ magnétique. L'objet d'étude n'est plus alors un flux stationnaire de particules, mais une particule dont la trajectoire peut être complètement déterminée par la résolution de l'équation (V.9). L'intégration en altitude de cette équation conduit à :

$$\sin^2 \theta(s) = \sin^2 \theta(s_1) \cdot \frac{B(s)}{B(s_1)} \quad (\text{V.10})$$

avec s_1 , l'altitude limite supérieure.

La variation du champ magnétique B étant connue (cf. § V.1), il est possible de déterminer l'altitude de réflexion : il s'agit de l'altitude pour laquelle $\theta(s)$ s'annule. Sur la *figure V.2*, est représentée l'altitude de réflexion en fonction de l'angle d'attaque θ_0 de la particule à l'altitude la plus élevée. Plus l'angle incident θ_0 est faible, donc proche de 90° , plus vite la particule sera réfléchie, *i.e.* moins grande sera sa profondeur de pénétration dans les basses couches de l'atmosphère.

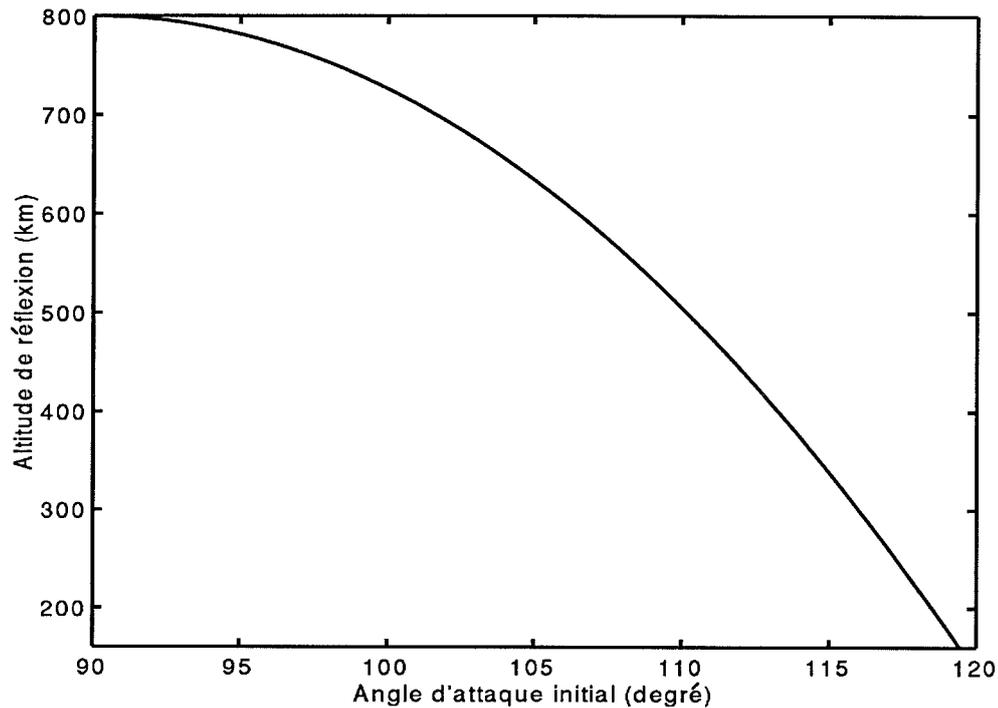


Figure V.2 : Altitude de réflexion en fonction de l'angle d'attaque initial θ_0 du proton précipitant à l'altitude de 800 km.

La **validation** des solutions obtenues pour l'équation de transport (V.4) repose sur le suivi des particules au cours de leur trajet dans l'atmosphère : pour une particule ou un flux stationnaire de particules, il s'agit de déterminer le profil en altitude de l'angle d'attaque θ correspondant à une valeur donnée de θ prise à une des deux altitudes limites, altitude minimale ou maximale. Le **suivi d'une particule** est possible grâce à la relation (V.10). Le profil $\theta(s)$ pouvant être alors connu avec la plus grande précision, ce suivi a valeur de référence théorique. Il est comparé au **suivi d'un flux stationnaire de particules**, flux déduit de l'équation de transport (V.4). Pour un flux de particules descendant, de valeur I_0 et associé à θ_0 à l'altitude s_1 , le suivi est effectué en estimant, à chaque niveau d'altitude inférieure, l'angle $\theta(s)$ correspondant au flux de valeur I_0 . Le suivi d'un flux ascendant est réalisé de manière similaire, la valeur initiale I_0 étant prise à l'altitude inférieure s_p . Toutefois, il faut préciser que le suivi d'un flux stationnaire de particules ne peut être effectué que dans un domaine d'angle pour lequel le flux n'est pas constant. Le flux incident a donc été choisi totalement anisotrope. Il est présenté sur la *figure V.3-a*, en trait plein et correspond au domaine d'angle compris entre 90 et 180°.

Les *figures V.3-b* et *V.3-c* illustrent les suivis de particules, respectivement ascendantes et descendantes. Le suivi d'une particule est représenté par une courbe en trait plein ; le suivi d'un flux de particules est figuré par deux courbes - en pointillé et en tiret -, encadrant la première.

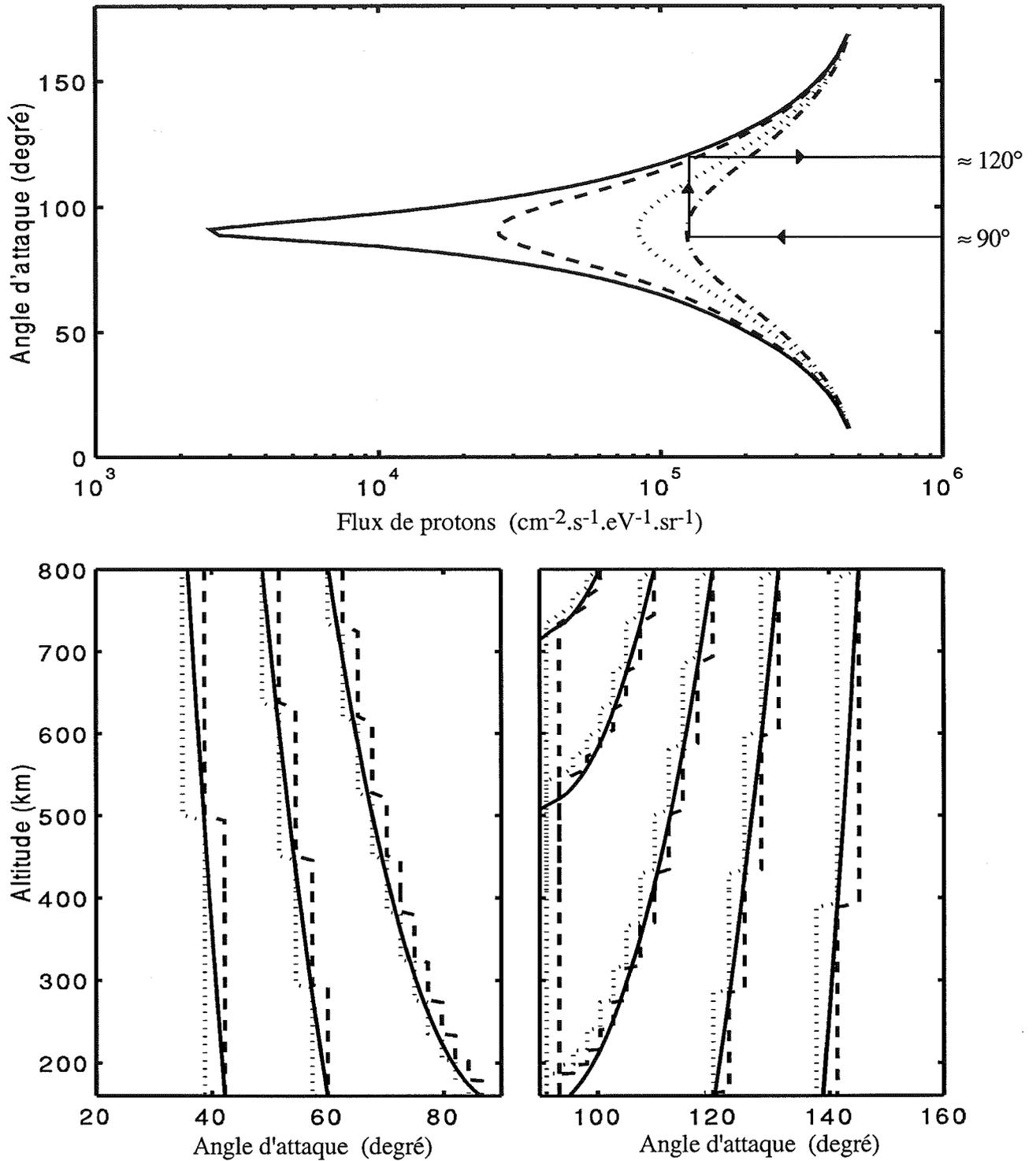


Figure V.3-a (en haut) : Flux de protons en fonction de l'angle d'attaque des protons et pour différentes valeurs de l'altitude : à 800 km, altitude du flux incident ('—'), à 700 km ('- - -'), à 400 km ('. . . .') et à 160 km, altitude de réflexion ('- . . . -').

V.3-b et c (en bas) : Suivi d'une particule ('—') et d'un flux de particules ('- - -' et '. . . .') pour différentes valeurs initiales de l'angle d'attaque considérées à l'altitude minimale de 160 km (V.3-b, à gauche) et à l'altitude maximale de 800 km (V.3-c, à droite).

Ces deux courbes présentent des discontinuités dues à la discrétisation en angle appliquée à l'équation de transport (V.4). A une altitude donnée, le flux n'est connu que sur une grille d'angle, *i.e.* en un nombre fini d'angles : les deux angles d'attaque associés aux valeurs de flux qui encadrent la valeur initiale I_0 sont alors recherchés. De ce fait, l'encadrement de la courbe de suivi d'une particule, par les deux courbes relatives aux flux, est d'autant meilleur que le nombre de niveaux choisis sur la grille d'angle est lui-même grand. Sur les *figures V.3-b* et *V.3-c*, cet encadrement est relativement bien respecté : ceci permet de **valider** les flux déduits de l'équation de transport (V.4) qui sont présentés sur la *figure V.3-a* et qui ont été calculés sur une grille d'angle comportant 50 niveaux. Par là même, ceci permet aussi de valider **le terme associé à l'effet de miroir magnétique** (membre de droite de (V.4)) **après discrétisation selon la relation (V.5)**.

Toutefois, aux angles proches de 90° , soit de cosinus proche de zéro, l'encadrement de la courbe de suivi d'une particule descendante n'est plus aussi bien réalisé. Ceci est dû au fait que la dérivée du flux descendant initial par rapport à l'angle le plus proche de 90° n'est pas nulle ; étant par ailleurs symétrique par rapport à 90° , le flux n'admet pas de dérivée en 90° . Lorsque le terme de miroir magnétique est pris en compte, il faut donc choisir un flux incident de dérivée faible au voisinage de 90° , sous peine d'entraîner une erreur significative sur le flux descendant.

Il est à noter que le suivi d'un flux illustre clairement le transfert de particules des angles élevés vers les angles plus faibles (cf. § V.2-a). Par ailleurs, d'après la *figure V.2*, les particules, qui, à 800 km, ont un angle d'attaque initial inférieur à 120° environ, sont réfléchies au-dessus de 160 km. Sur la *figure V.3-a*, le flux initial de protons précipite à 800 km ; il a été calculé jusqu'à 160 km, altitude limite inférieure à laquelle l'albédo a été pris égal à 1. Sous ces conditions, les particules constituant ce flux et ayant un angle initial inférieur à 120° vont être réfléchies. En effet, la *figure V.3-a* montre que la valeur du flux, qui, à 160 km, correspond à un angle de 90° , est associé, à 800 km, à un angle d'attaque de 120° . Ceci peut être vérifié sur la *figure V.3-c*.

Cette étude sans collision exposée au § V.2 a permis de décrire l'influence du miroir magnétique sur un flux incident de protons et de valider le terme numérique associé. Les **flux** calculés sont **satisfaisants, à condition de choisir un nombre suffisant de niveaux sur la grille d'angle et un flux incident de dérivée faible au voisinage de 90°** .

V. 3 - ETUDE AVEC COLLISION

Le terme de miroir magnétique, discuté au § V.2, est inclus ici dans le code classique de transport décrit au chapitre IV. Il convient de rappeler que les redistributions angulaires au cours de collisions avec les neutres sont négligées dans tout le présent chapitre V. Le flux incident de protons, supposé isotrope pour $-1 \leq \mu < 0$, est une maxwellienne centrée en 8 keV et de flux d'énergie égal à $1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Le modèle d'atmosphère, obtenu à partir de MSIS 90, est valable en hiver, pour A_p égal à 15 et $f_{10,7}$ à 266. Il a une influence certaine sur les résultats, d'un point de vue quantitatif principalement. Il convient de noter que l'atmosphère est d'autant plus étendue en altitude que l'indice $f_{10,7}$ est grand, *i.e.* que la température thermosphérique est importante. Néanmoins, l'évolution générale des flux de particules reste inchangée quel que soit le modèle neutre adopté. Après une description des flux de particules descendants et ascendants, le profil Doppler zénithal associé à la raie $H\alpha$ sera discuté : il revêt un intérêt certain, car il permet de donner une information sur la présence, ou non, de particules hydrogénées remontant vers le sommet de l'atmosphère.

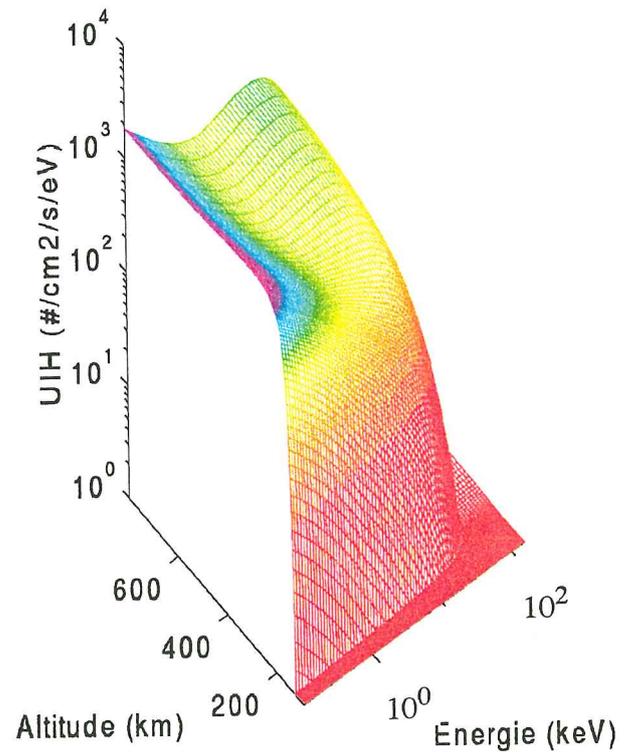
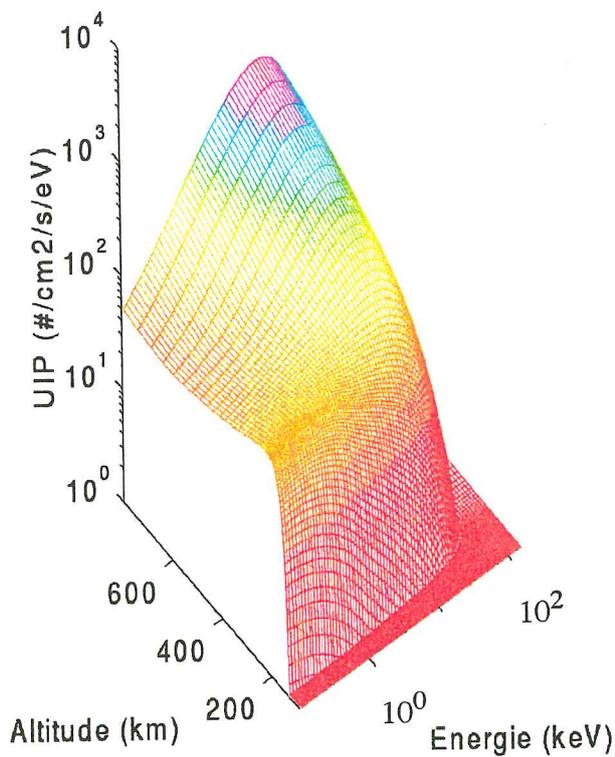
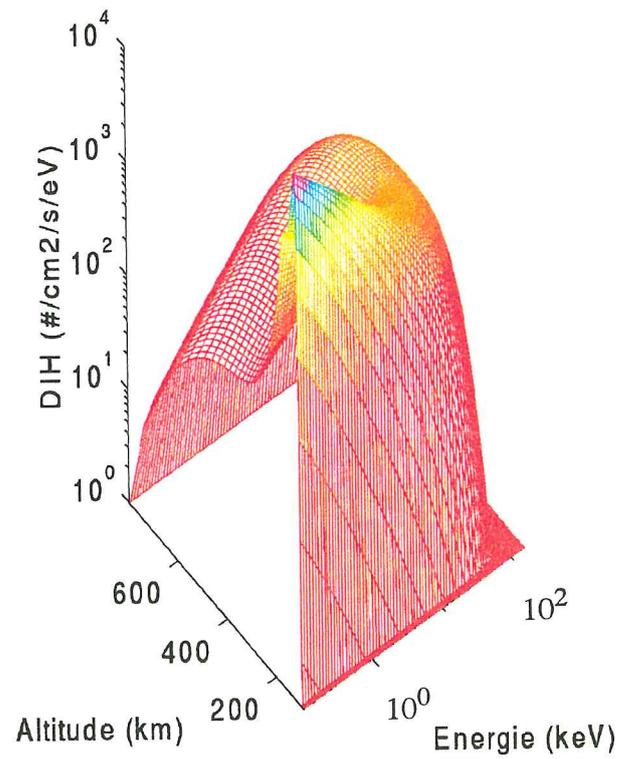
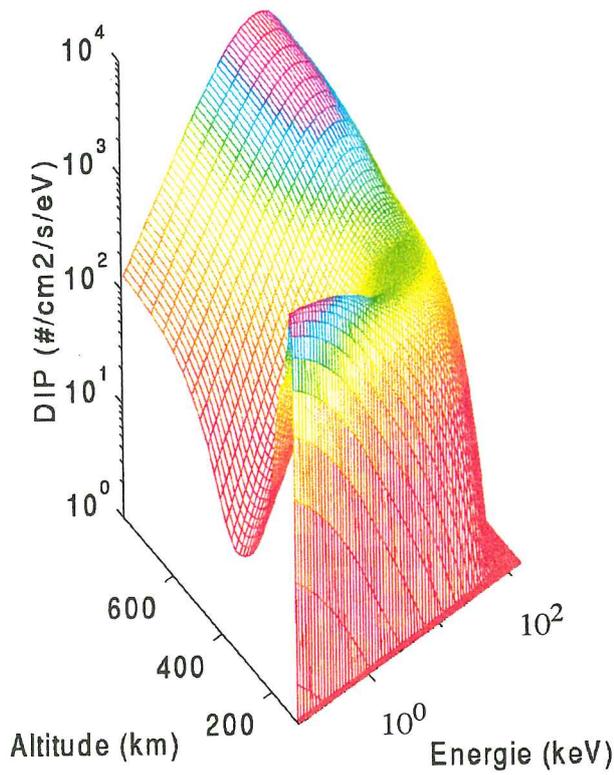
V. 3 - a) Flux de particules intégrés en angle

Parce qu'il prend en compte l'effet de miroir magnétique, le code de transport génère non seulement des flux descendants de particules hydrogénées, mais aussi des flux ascendants. Ces différents flux, intégrés en angle d'attaque, sont représentés sur la *figure V.4*, en fonction de l'altitude et de l'énergie. Pour des raisons d'ordre purement graphique, ces flux ont été tronqués au-dessous de $1 \text{ cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{eV}^{-1}$, valeur à partir de laquelle ils ne sont plus significatifs. Des courbes d'iso-altitude, extraites des données présentées sur la *figure V.4*, sont proposées sur la *figure V.5*. Ces deux figures vont permettre d'illustrer les propos suivants concernant l'évolution des flux descendants, puis celle des flux ascendants.

◆ Flux descendant

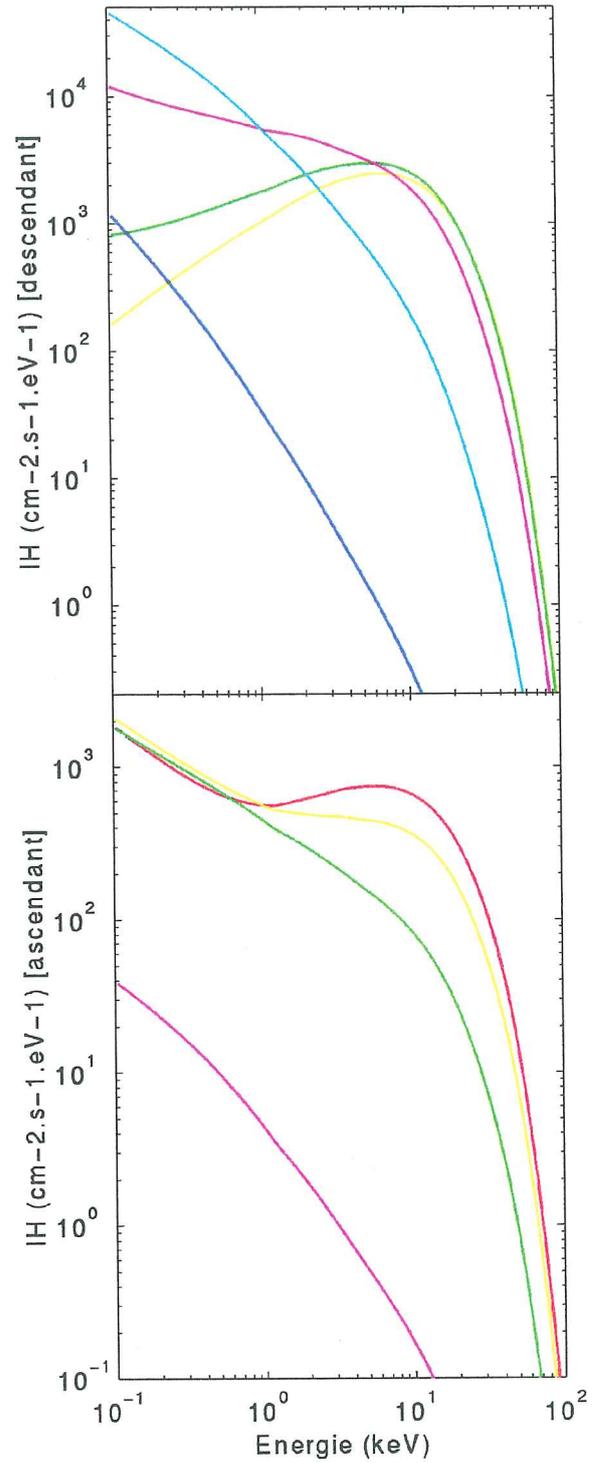
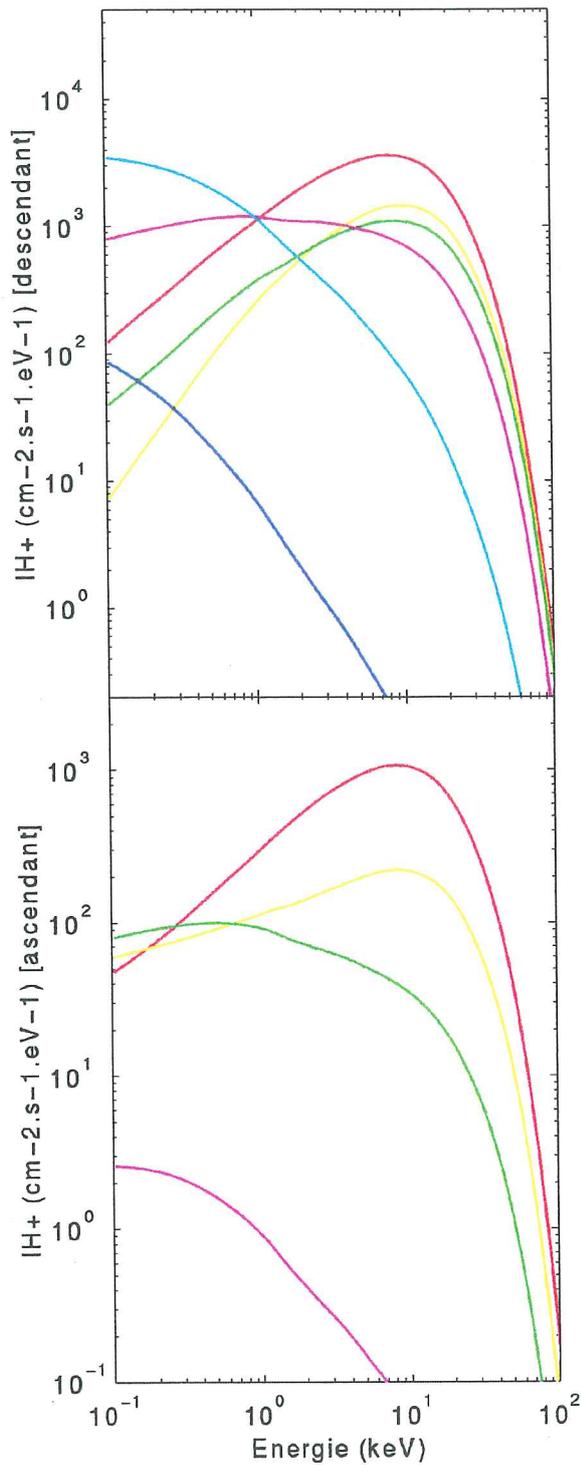
Bien que la prise en compte de l'effet de miroir magnétique ait une influence sur les flux descendants, ces derniers, obtenus avec ou sans redistribution angulaire magnétique, ont des allures tout à fait similaires : les descriptions qui suivent sont valables dans les deux cas. Les différences seront discutées au § V.3-c.

Au sommet de l'atmosphère pris égal à 800 km d'altitude, le flux incident de particules est constitué uniquement de protons. **Jusqu'à 300-400 km environ**, les pertes d'énergie sont négligeables et le faisceau va tendre vers l'équilibre de charge par l'intermédiaire des réactions de



Figures V.4-a et b (en haut) : Flux descendants de protons (V-4-a, à gauche) et d'atomes d'hydrogène (V-4-b, à droite), en fonction de l'altitude et de l'énergie des particules.

V.4-c et d (en bas) : Flux ascendants de protons (V-4-c, à gauche) et d'atomes d'hydrogène (V-4-d, à droite), en fonction de l'altitude et de l'énergie des particules.



Figures V.5-a et b (en haut) : Flux descendants de protons (V-5-a, à gauche) et d'atomes d'hydrogène (V-5-b, à droite), en fonction de l'énergie et pour différentes altitudes.

V.5-c et d (en bas) : Flux ascendants de protons (V-5-c, à gauche) et d'atomes d'hydrogène (V-5-d, à droite), en fonction de l'énergie et pour différentes altitudes.

(800 km en rouge, 370 km en jaune, 211 km en vert, 140 km en magenta, 113 km en bleu ciel et 105 km en bleu foncé)

changement de charge, *i.e.* de réactions de capture et d'arrachement : le flux descendant de particules hydrogénées est conservé (cf. § VI.1-c- α). Comme le montre la *figure V.4-b*, le flux d'hydrogène, initialement nul, augmente peu à peu selon les altitudes décroissantes. A l'équilibre de charge, les atomes d'hydrogène sont majoritaires au-dessous de 20 keV (cf. *figure I.5*). En conséquence, au-dessus de 300 km environ, les atomes d'hydrogène sont prépondérants en basse énergie (cf. *figure V.5-b*) ; le flux de protons diminue d'autant plus que l'énergie est faible, leur fraction à l'équilibre diminuant avec l'énergie (cf. *figure V.5-a*).

Au-dessous de 250-300 km environ, les collisions commencent à avoir un effet non négligeable sur les flux descendants de particules hydrogénées : la dégradation énergétique devient significative et il y a transfert de flux des hautes vers les basses énergies, comme en témoignent les *figures V.4-a* et *V.4-b*. Cette dégradation, de plus en plus intense au fur et à mesure que le flux pénètre à basse altitude, culmine entre 112 et 116 km, région du pic de déposition en énergie. Le flux - intégré en angle - atteint, aux énergies inférieures à 1 keV, sa valeur maximale à 113 km d'altitude. Cette altitude dépend de l'énergie caractéristique du flux incident et du modèle d'atmosphère choisi. La densité des neutres devient si importante que l'atmosphère finit par constituer une sorte de *mur* face au faisceau précipitant : au-dessous, le flux énergétique s'évanouit très rapidement.

Cette description du flux descendant le long de son trajet dans l'atmosphère ne fait pas appel au flux ascendant. En effet, comme il a été montré au § V.2-a, le flux descendant est indépendant du flux ascendant. En revanche, ce dernier dépend du flux descendant : il prend sa source en son sein.

◆ Flux ascendant

L'altitude la plus basse qui a été considérée est telle que le flux descendant est négligeable, car elle est située au-dessous du *mur* neutre : aucun flux ne peut remonter. Le flux ascendant n'est produit, dans le code, que par effet de miroir magnétique : il y a transfert de flux des angles d'attaque élevés (flux descendant) vers les angles faibles (flux ascendant) (cf. § V.2-a).

A basse altitude, le libre parcours des particules est faible : celles-ci subissent de plus en plus de collisions, et cela surtout lorsque l'angle d'attaque est proche de 90°. Le flux descendant ne peut pas générer de flux ascendant dans la région du maximum de déposition énergétique, soit autour de 113 km : dès qu'ils sont produits par transfert depuis des angles d'attaque plus élevés, les flux de protons d'angle d'attaque proches de 90° sont tout de suite dégradés et sont donc totalement négligeables en basse altitude (cf. § V.3-b).

Le flux ascendant commence à devenir significatif à partir d'environ 140 km (cf. figures V.5-c et V.5-d). Le flux de protons ascendant est issu du flux de protons descendant, par effet de miroir magnétique. Le flux d'atomes d'hydrogène est, quant à lui, généré par des réactions de capture impliquant des protons ascendants. Là encore, les fractions de charge à l'équilibre (cf. figure I.5) permettent d'expliquer pourquoi le flux ascendant d'atomes d'hydrogène est important en basse énergie, et pourquoi le flux de protons décroît rapidement dans cette même gamme d'énergie au fur et à mesure qu'il se propage vers les hautes altitudes (cf. figures V.4-c et V.4-d). De plus, le flux ascendant de particules hydrogénées devient plus important en basse énergie vers 200-250 km - et conserve cette propriété à plus haute altitude -, que le flux descendant de protons dont il est issu. La raison est que, dans cette région d'altitude, la dégradation énergétique est encore significative : le flux ascendant de haute énergie contribue à augmenter celui de plus basse énergie.

Plus l'altitude est élevée, plus le flux descendant de protons est important en haute énergie, le flux incident étant une maxwellienne centrée en 8 keV (cf. figure V.4-a). Le flux ascendant de protons va donc augmenter avec l'altitude, dans cette gamme d'énergie. A 800 km, il a la même allure que le flux descendant de protons et n'est que trois fois plus faible (cf. figures V.5-a et V.5-c). Comme l'atmosphère se raréfie de plus en plus en haute altitude, les réactions de changement de charge deviennent de moins en moins nombreuses. Le flux ascendant d'atomes d'hydrogène n'augmente pas sensiblement en haute altitude : il y a de moins en moins d'échanges entre le flux de protons et celui d'atomes d'hydrogène.

Une étude des flux en fonction de l'angle d'attaque des particules va permettre de décrire l'évolution du flux incident sous un autre angle et de discuter l'influence du miroir magnétique sur le flux descendant.

V. 3 - b) Flux de particules en fonction de l'angle d'attaque

Les particules qui précipitent ont un angle d'attaque compris entre 90 et 180°. Celles qui remontent ont un angle d'attaque inférieur à 90°. La figure V.6 présente les flux de particules en fonction de l'angle d'attaque, pour différentes altitudes et pour deux énergies. Le flux incident de protons, matérialisé en trait continu rouge, a été présumé isotrope. Aucun atome d'hydrogène n'est supposé précipiter au sommet de l'atmosphère.

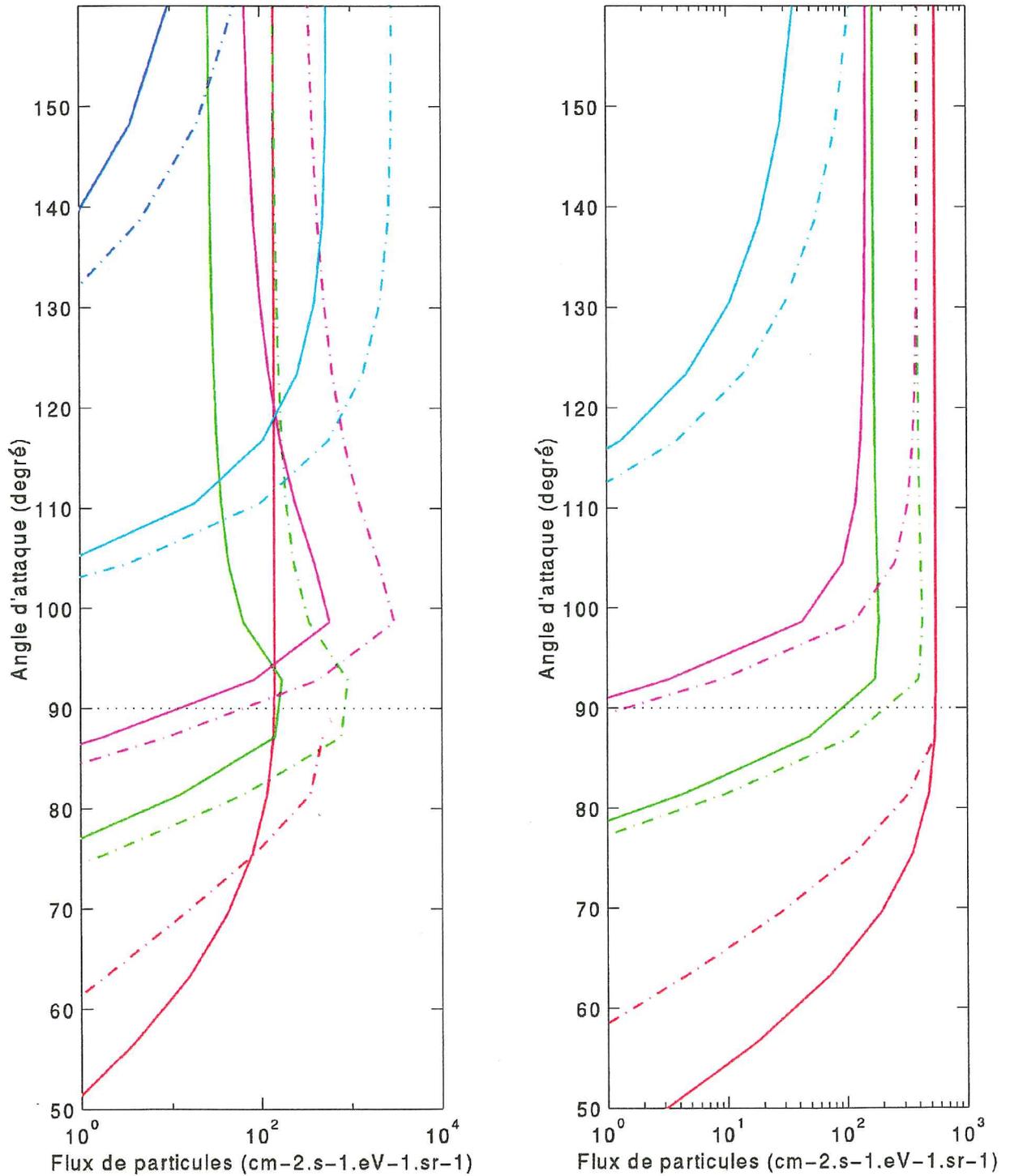


Figure V.6-a (à gauche) : Flux de protons ('—') et d'atomes d'hydrogène ('- · - · -'), en fonction de l'angle d'attaque, pour différentes altitudes et une énergie de 0,8 keV.

V.6-b (à droite) : idem pour une énergie de 10 keV.

(800 km en rouge, 211 km en vert, 140 km en magenta, 113 km en bleu ciel et 105 km en bleu foncé)

A basse énergie, le **flux descendant** augmente selon les angles décroissants à haute altitude, *i.e.* tant que les collisions ne sont pas trop importantes, comme en témoigne la *figure V.6-a*. Le flux associé à des angles élevés ne subit presque pas de collisions, alors que celui d'angles d'attaque proches de 90° interagit déjà avec l'atmosphère : il subit suffisamment de collisions pour que le transfert depuis des énergies plus élevées soit significatif. Aux énergies bien inférieures à l'énergie caractéristique du flux incident, ce transfert engendre une augmentation du flux descendant. Il faut rappeler qu'ici la redistribution angulaire collisionnelle est négligée. Avec l'augmentation de la densité des neutres, le transfert d'énergie depuis des énergies supérieures ne va plus arriver à compenser la dégradation à basse énergie du flux d'angle proche de 90° . L'augmentation du flux se propage à des angles plus élevés, et le flux proche de 90° commence à diminuer. Néanmoins, l'effet de miroir magnétique permettant le transfert de flux des angles élevés vers les angles plus faibles atténue cette diminution du flux d'angles faibles. Entre 112 et 116 km, région du pic de déposition énergétique, les collisions sont si nombreuses que l'effet de miroir magnétique ne peut plus atténuer la diminution du flux. Plus l'angle d'attaque est élevé, plus nombreuses sont les collisions subies par les particules hydrogénées et donc plus importante est l'atténuation du flux.

A haute énergie, le flux descendant décroît selon les angles décroissants, d'autant plus qu'il pénètre dans l'atmosphère. Le transfert depuis des énergies supérieures ne peut contrer l'atténuation importante du flux associé aux angles faibles, contrairement à ce qui se passe à basse énergie. Il n'y a pas d'apport significatif depuis les domaines d'énergies supérieures (cf. *figure V.6-b*). L'effet de miroir magnétique ne peut qu'atténuer cette diminution par transfert de flux des angles élevés vers les angles plus faibles.

Sous l'effet de miroir magnétique, le **flux ascendant** se propage vers les angles d'attaque faibles au fur et à mesure de sa pérégrination, *i.e.* à mesure que l'altitude augmente. Le flux ascendant est alimenté *via* le flux descendant correspondant à l'angle le plus faible, soit le plus proche de 90° . Les collisions agissent aussi sur le flux ascendant. Ainsi, un flux d'atomes d'hydrogène est généré par réactions de capture. Ce flux est beaucoup plus élevé au-dessous de 20 keV que celui de protons, la fraction d'atomes d'hydrogène à l'équilibre de charge augmentant avec les énergies décroissantes. Toutefois, il faut remarquer qu'en très haute altitude, la densité neutre diminue et le transfert par réactions de capture diminue : le flux ascendant de protons finit par devenir plus important que celui d'atomes d'hydrogène.

V. 3 - c) Avec ou sans miroir

Comme la redistribution angulaire au cours d'une collision n'est pas prise en compte ici, le flux ascendant n'est généré que par effet de miroir magnétique. Si ce dernier n'est pas considéré, aucun flux ne peut remonter vers le sommet de l'atmosphère. En conséquence, l'effet du miroir magnétique sur le flux ascendant est évident.

L'influence de la réflexion par miroir magnétique sur le flux descendant mérite, quant à elle, plus de précisions. Les flux descendants de protons et d'atomes d'hydrogène obtenus en tenant compte de l'effet de miroir magnétique sont soit égaux, soit plus élevés, atteignant alors jusqu'à 30 % de plus que les flux ne subissant aucune redistribution angulaire. Aux angles d'attaque les plus élevés, les flux descendants sont identiques dans les deux cas. En effet, le flux a été supposé isotrope au sommet de l'atmosphère et il le reste aux angles élevés jusqu'à la région du pic de déposition d'énergie (cf. *figure V.6*) : le miroir magnétique n'a pas d'effet dans ce domaine d'angle (cf. § V.2-b). Aux angles plus faibles, le flux varie sous l'effet des collisions plus nombreuses qu'il subit. La réflexion par miroir implique le transfert de flux des angles élevés vers les angles plus faibles : la diminution, plus forte aux angles élevés du flux incident à haute énergie et au-dessous de 250 km à toutes les énergies, se trouve ainsi atténuée. L'effet de miroir magnétique est observable au-dessous de 100° environ et principalement à des altitudes de l'ordre de 140 km. Aux altitudes inférieures, le flux devient négligeable dans cette gamme d'angle. Aux altitudes supérieures, le miroir magnétique a moins d'effet sur le flux descendant qui tend à être isotrope sur tout l'intervalle compris entre 90 et 180°.

Lorsque l'effet de miroir magnétique est considéré, le flux descendant est plus important et un flux ascendant est généré : les grandeurs intégrées ont des valeurs plus élevées par rapport à celles obtenues dans une configuration sans redistribution angulaire. La différence est d'autant plus importante que l'altitude est grande, le flux ascendant augmentant avec l'altitude. Ainsi, à 800 km, le taux d'ionisation volumique, défini par (IV.19), est 86 % plus élevé et le taux d'émission de la raie H α (cf. § V.3-d) est plus de 50 % plus fort. Toutefois, à ces altitudes, l'atmosphère est peu dense et ces taux sont encore très faibles. Ils commencent à être importants au-dessous de 200 km environ : dans cette région, la différence entre les valeurs obtenues avec ou sans miroir ne dépasse pas 10 %, atteignant moins de 1 % au maximum de production ou d'émission, à 113 km. L'altitude correspondant au maximum de chacun des taux est d'ailleurs la même dans les deux cas. L'effet de miroir magnétique est donc négligeable sur les grandeurs intégrées, dans la basse atmosphère, là où elles sont importantes.

V. 3 - d) Profil Doppler zénithal H α

La raie H α est caractéristique des précipitations de protons (cf. § I.1). Etant plus intense que la raie H β , elle a souvent fait l'objet de mesures depuis le sol [Eather, 1967 ; Rees, 1981]. Les émissions associées aux raies de la série de Lyman sont plus fortes, mais ces émissions ne peuvent pas être observées depuis le sol, en raison de l'absorption atmosphérique à ces longueurs d'onde (cf. § I.1-a). Le profil Doppler de la raie H α observé selon le zénith magnétique - soit le long d'une ligne de force du champ magnétique -, informe non seulement sur la présence de protons précipitants, mais aussi sur l'importance des redistributions angulaires, d'origine collisionnelle ou magnétique : la partie décalée vers le rouge, appelée *décalage vers le rouge* (cf. § I.1-c), témoigne d'atomes d'hydrogène remontant vers le sommet de l'atmosphère, l'observation s'effectuant du sol selon le zénith magnétique. Son étude revêt donc un très grand intérêt.

V. 3 - d - α) Théorie

La raie H α de la série de Balmer est émise lorsqu'un atome d'hydrogène, excité au niveau d'énergie 3, se désexcite au niveau 2. Sa longueur d'onde caractéristique λ_0 est égale à 656,3 nm. Le but est ici de déterminer le profil Doppler zénithal $D(s, \lambda)$, s étant l'altitude le long de la ligne de force du champ magnétique et λ désignant la longueur d'onde des photons émis par les atomes d'hydrogène énergétiques. Le profil Doppler, exprimé en général en $\text{photon.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{nm}^{-1}$, peut être calculé à partir du taux d'émission volumique $\text{Pr}lv$:

$$D(s, \lambda) = \int dv_{\text{perp}} \cdot \text{Pr}lv(s, \lambda, v_{\text{perp}}) \quad (\text{V.11})$$

$\text{Pr}lv$ est exprimé ici en $\text{photon.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{nm}^{-1}.\text{(cm/s)}^{-1}$ et v_{perp} représente la vitesse, perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique, des atomes d'hydrogène qui se désexcitent.

Or, les flux de particules hydrogénées obtenus en sortie du code de transport sont fonction de l'altitude, de l'énergie et de l'angle d'attaque des particules. Leur donnée permet de déterminer un taux d'émission qui s'exprime en $\text{photon.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}.\text{eV}^{-1}.\text{sr}^{-1}$:

$$\text{Pr}H\alpha(s, E, \mu) = 2\pi \sum_k \sum_{X=P,H} n_k(s) \cdot \sigma_{k,X}^{H\alpha}(E) \cdot I_X(s, E, \mu) \quad (\text{V.12})$$

Dans cette relation, $\sigma_{k,X}^{H\alpha}(E)$ représente la section efficace d'émission associée à la raie H α

après excitation de l'atome d'hydrogène par impact d'une particule hydrogénée X sur un neutre k. Les réactions conduisant à l'excitation d'un atome d'hydrogène sont : l'excitation ou l'ionisation d'un neutre par un atome d'hydrogène et la réaction de capture impliquant un proton. Les sections efficaces d'émission relatives aux espèces neutres N₂ et O₂ ont été mesurées en basse énergie, de 30 eV à 3 keV, par *Van Zyl et Neumann* [1980]. En plus haute énergie, les données adoptées sont déduites de *Yousif et al.* [1986]. A notre connaissance, il n'existe pas de données pour O et les sections efficaces d'émission associées ont été obtenues en divisant celles de O₂ par 2 [*Shen*, 1993]. Il faut noter que les émissions les plus intenses sont générées dans la basse atmosphère, là où l'oxygène atomique n'est plus majoritaire, ce qui minimise l'erreur faite sur les sections efficaces liées à cette espèce. Les différentes sections efficaces d'émission associées à la raie H α sont présentées sur la *figure V.7*.

Le taux d'émission $\text{PrH}\alpha(s, E, \mu)$ peut être relié au taux $\text{Pr}l\nu(s, \lambda, v_{\text{perp}})$, par changement de variable. Les différentes variables successivement utilisées sont définies par les relations suivantes :

$$\diamond v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (\text{V.13})$$

$$\diamond v_{\text{para}} = \mu \cdot v \quad (\text{V.14})$$

$$\diamond v_{\text{perp}} = \sqrt{1 - \mu^2} \cdot v \quad (\text{V.15})$$

$$\diamond \lambda = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{v_{\text{para}}}{c}} = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{\mu}{c} \cdot \sqrt{\frac{2E}{m}}} \quad (\text{V.16})$$

où v est la norme de la vitesse de l'atome d'hydrogène excité, v_{para} , la projection de cette vitesse selon le zénith magnétique et c , la vitesse de la lumière dans le vide.

Par conséquent,

$$\diamond dE = m v dv \quad \text{d'où : } \text{Pr}v_m(s, v, \mu) = m \cdot v \cdot \text{PrH}\alpha(s, E, \mu) \quad (\text{V.17})$$

$$\diamond dv_{\text{perp}} = \sqrt{1 - \mu^2} \cdot dv - \frac{\mu \cdot v}{\sqrt{1 - \mu^2}} \cdot d\mu \quad \text{et} \quad dv_{\text{para}} = \mu \cdot dv + v \cdot d\mu$$

soit :

$$dv_{\text{perp}} \cdot dv_{\text{para}} = J(v, \mu) \cdot dv \cdot d\mu$$

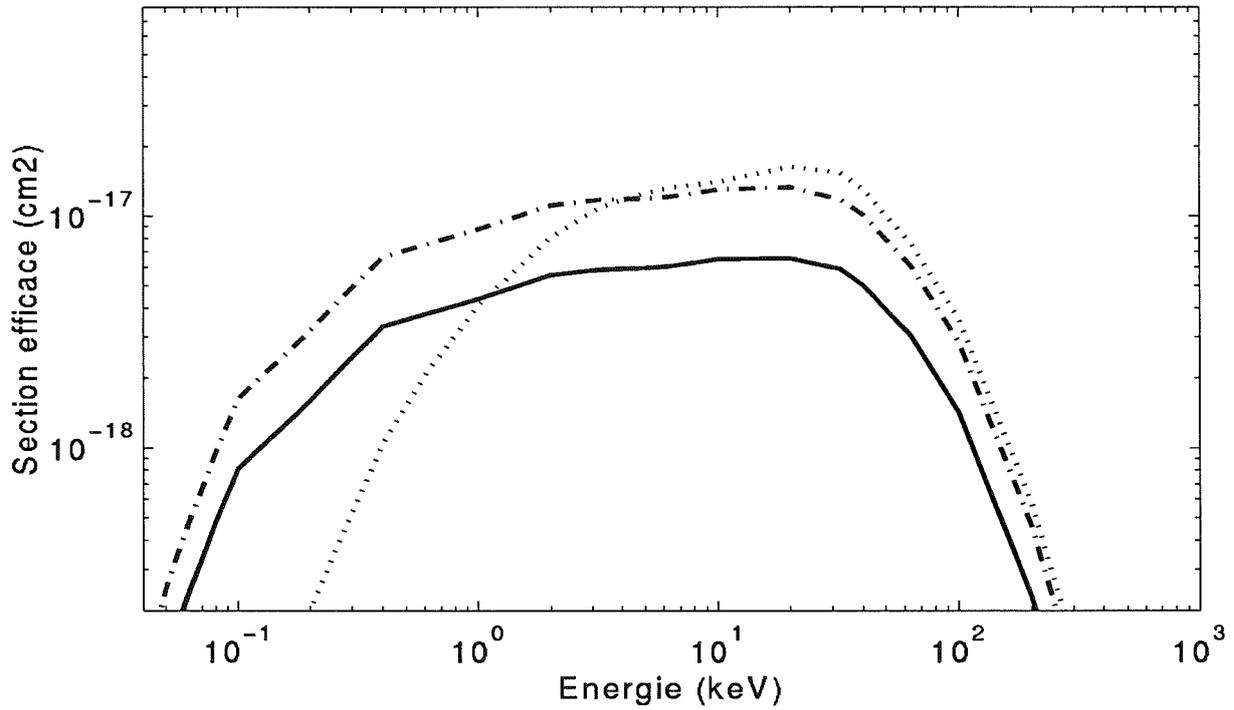
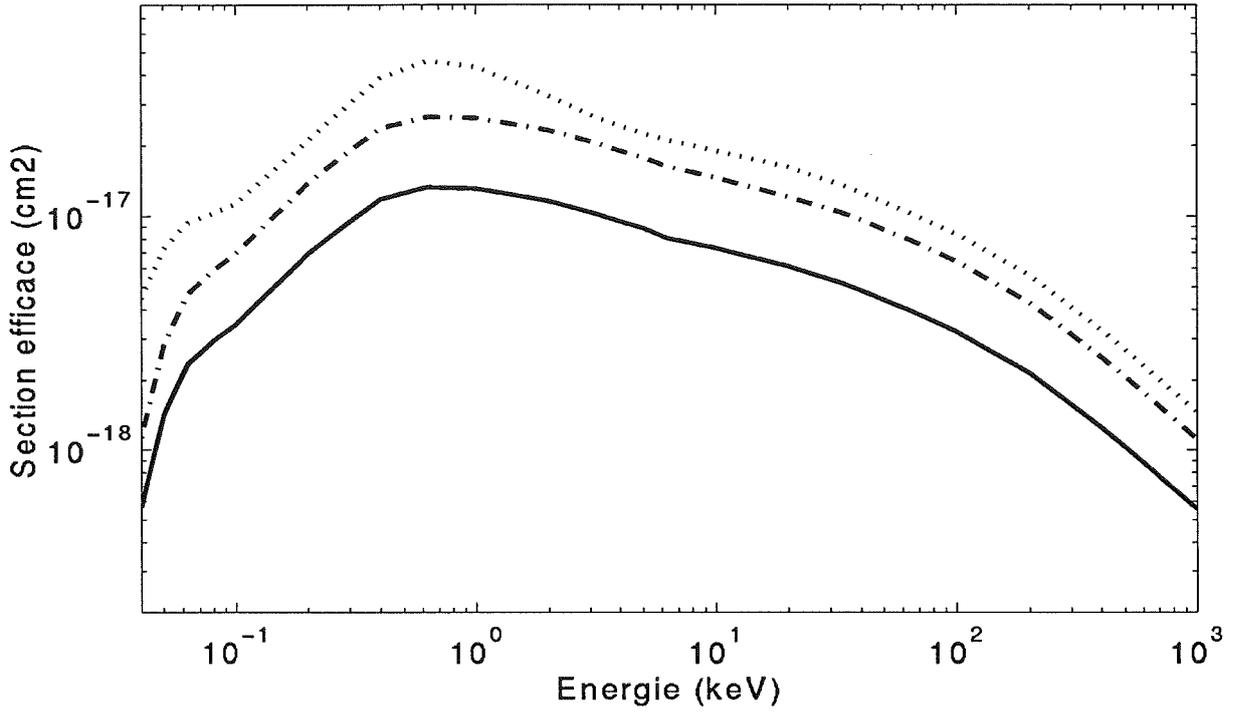


Figure V.7-a (en haut) : Sections efficaces d'émission associées à la raie Balmer $H\alpha$ produite par collision entre un atome d'hydrogène et une espèce neutre : N_2 ('...'), O_2 ('-...-') et O ('—').

V.7-b (en bas) : Idem, pour les protons.

$$\text{avec le jacobien } J(v, \mu) = \begin{vmatrix} \frac{\partial v_{\text{perp}}}{\partial v} & \frac{\partial v_{\text{para}}}{\partial v} \\ \frac{\partial v_{\text{perp}}}{\partial \mu} & \frac{\partial v_{\text{para}}}{\partial \mu} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \sqrt{1-\mu^2} & \mu \\ -\mu v & v \end{vmatrix} = \frac{v}{\sqrt{1-\mu^2}}$$

$$\text{d'où : } \text{Prvv}(s, v_{\text{para}}, v_{\text{perp}}) = \frac{\sqrt{1-\mu^2}}{v} \cdot \text{Prvm}(s, v, \mu) \quad (\text{V.18})$$

$$\diamond d\lambda = \frac{\lambda_0}{c \cdot \left(1 - \frac{v_{\text{para}}}{c}\right)^2} dv_{\text{para}}$$

$$\text{d'où : } \text{Prlv}(s, \lambda, v_{\text{perp}}) = \frac{c \cdot \left(1 - \frac{v_{\text{para}}}{c}\right)^2}{\lambda_0} \cdot \text{Prvv}(s, v_{\text{para}}, v_{\text{perp}}) \quad (\text{V.19})$$

Par conséquent, d'après (V.17), (V.18) et (V.19) :

$$\text{Prlv}(s, \lambda, v_{\text{perp}}) = \frac{m \cdot c}{\lambda_0} \left(1 - \frac{v_{\text{para}}}{c}\right)^2 \frac{v_{\text{perp}}}{\sqrt{v_{\text{para}}^2 + v_{\text{perp}}^2}} \cdot \text{PrH}\alpha(s, E, \mu) \quad (\text{V.20})$$

Les flux de particules ne sont déterminés qu'en un nombre fini de points qui correspondent à un triplet (s_p, E_i, μ_j) du quadrillage tridimensionnel formé par les grilles d'altitude, d'énergie et d'angle. Ceci est valable aussi pour le taux d'émission $\text{PrH}\alpha$ déterminé à partir de la donnée de ces flux (cf. (V.12)). Pour un angle d'attaque fixé, la longueur d'onde λ définie par la relation (V.16) varie de manière monotone en fonction de l'énergie, comme le montre la *figure V.8-a*. Chaque paquet correspond à un angle d'attaque donné, la grille d'énergie étant parcourue selon les énergies décroissantes. Plus l'énergie de l'atome d'hydrogène émetteur est faible, plus sa vitesse est petite, et donc plus la longueur d'onde λ du photon émis est proche de la longueur d'onde caractéristique λ_0 . Par conséquent, le décalage Doppler, défini comme étant la différence entre λ et λ_0 , apparaît d'autant plus faible que l'énergie est petite, à un angle d'attaque donné. De plus, la longueur d'onde λ est inférieure à λ_0 , lorsque l'angle d'attaque est compris entre 90 et 180°, ce qui correspond à des flux descendants. Elle est supérieure à λ_0 , lorsqu'elle est associée à un photon émis par une particule ascendante.

Les différentes valeurs, obtenues pour λ lorsque sont parcourues les grilles d'énergie et d'angle, sont réordonnées et associées par paquets. Les N valeurs successives sont regroupées en une seule notée λ' : elle est prise égale à leur moyenne (cf. *figure V.8-b*). Le nouveau vecteur des longueurs d'onde λ' est donc de dimension $n \cdot m / N$ et ses valeurs augmentent avec les

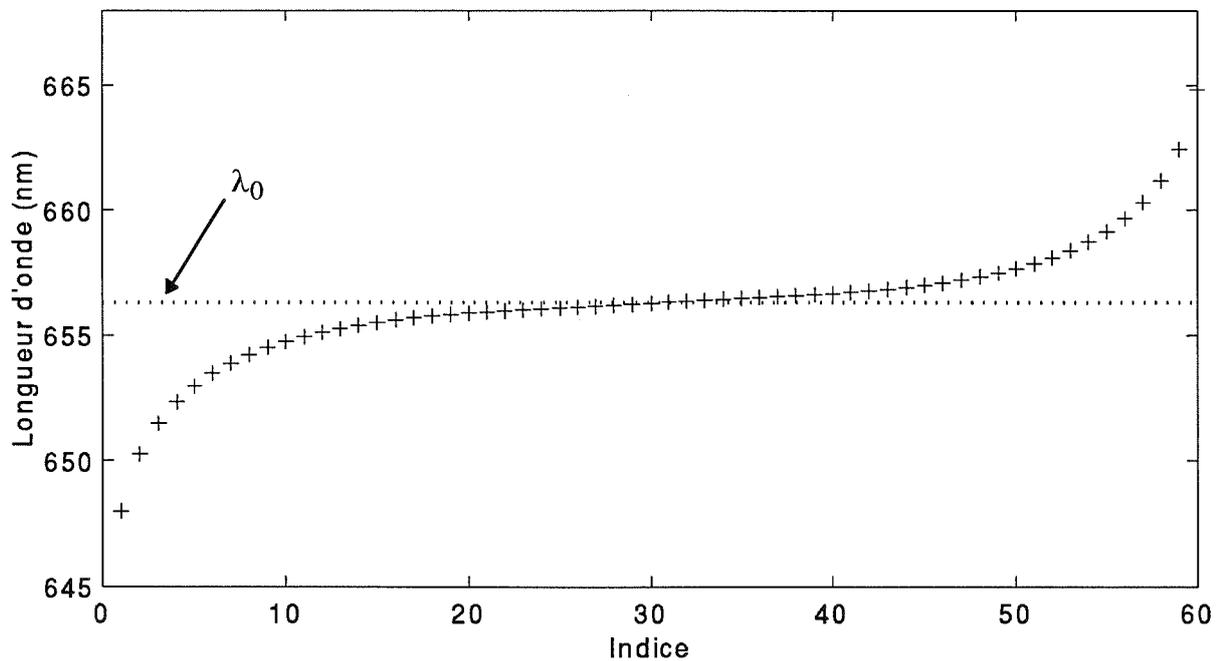
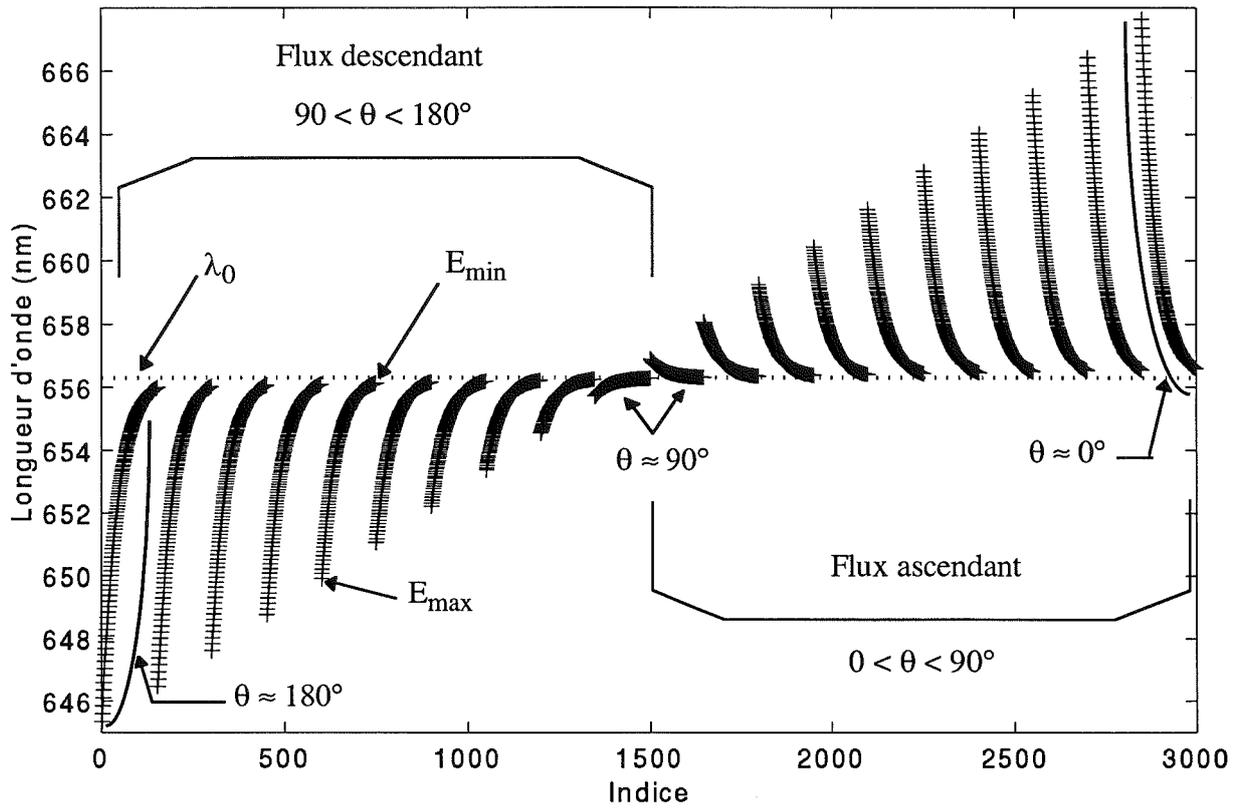


Figure V.8-a (en haut) : Vecteur des longueurs d'onde λ , associé à la raie H α et représenté en fonction de ses indices qui correspondent à ' $ie + (iang-1).n$ ', avec ie , l'indice du vecteur énergie de dimension n , et $iang$, celui du vecteur angle d'attaque de dimension m .

V.8-b (en bas) : Vecteur des longueurs d'onde moyennes λ' , représenté en fonction de ses indices. Il est obtenu à partir du vecteur $\underline{\lambda}$, après réordonnement selon les valeurs croissantes et regroupement par moyennes sur des paquets de $N = 50$ valeurs successives.

indices croissants. Il faut rappeler que n représente le nombre de niveaux sur la grille d'énergie et m , celui sur la grille d'angle. A chaque valeur de λ' sont associés : une valeur de v_{para} , N valeurs de v_{perp} , N valeurs de v et N couples (E, μ) . Il est alors possible de déterminer le profil Doppler zénithal d'après les relations (V.11) et (V.20). Plus la valeur choisie pour le paramètre N est grande, plus le profil Doppler est lissé. Une valeur moyenne de 50 a été retenue. Les résultats obtenus font l'objet du paragraphe suivant § V.3-d- β .

V. 3 - d - β) Résultats

Le profil Doppler zénithal associé à la raie $H\alpha$ et intégré en altitude est présenté sur la figure V.9. L'intensité totale associée est égale à 1,5 kR : cette valeur est parfaitement réaliste, bien que légèrement supérieure à celles les plus couramment mesurées et de l'ordre de plusieurs centaines de Rayleigh [Eather, 1967]. Il convient de préciser qu'ici, contrairement au cas réel, toute l'intensité émise est comptabilisée. En effet, aucune absorption n'est prise en compte : le transfert radiatif est négligé.

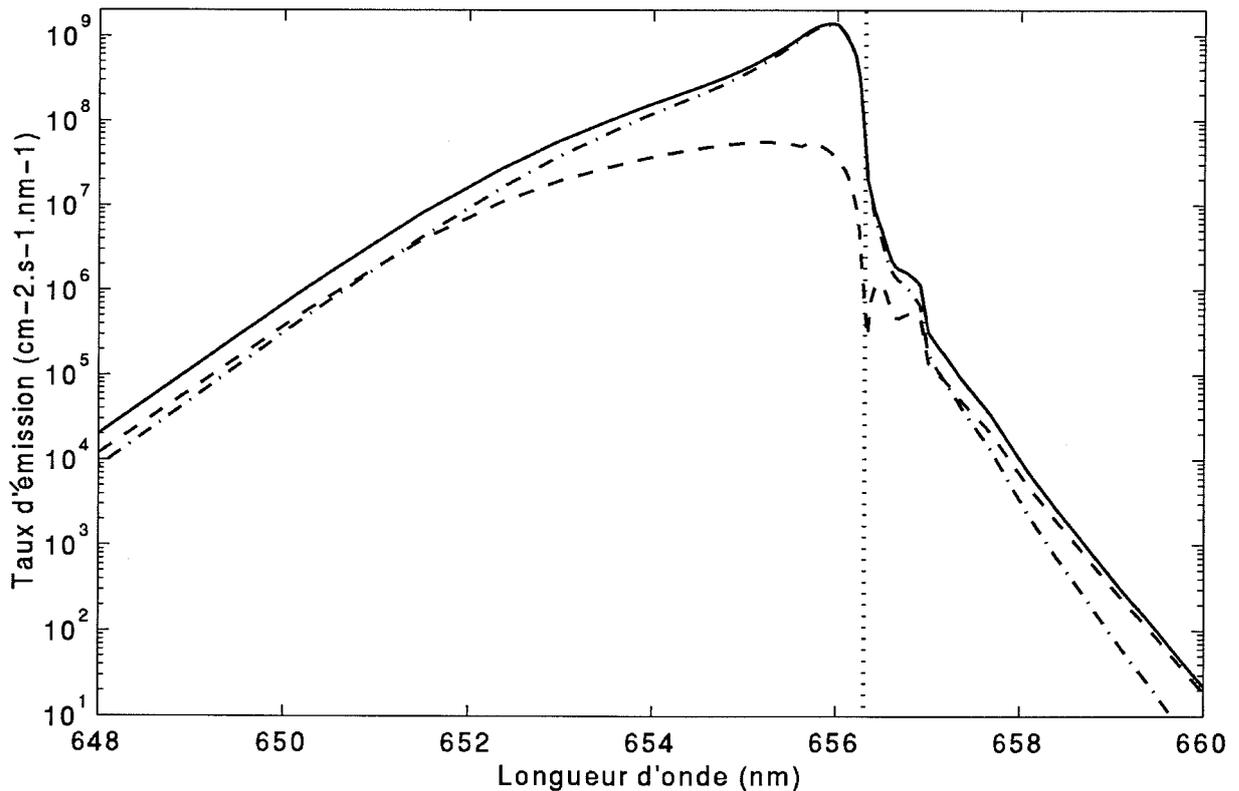


Figure V.9 : Taux d'émission associé à la raie $H\alpha$, en fonction de la longueur d'onde et selon le zénith magnétique. Le taux d'émission total est représenté en trait continu, celui relatif à la contribution des protons en tiret et celui relatif à la contribution des atomes d'hydrogène en point-tiret. La longueur d'onde caractéristique λ_0 est précisée en pointillé.

Par ailleurs, le flux descendant de particules hydrogénées étant plus élevé que celui qui remonte, le profil Doppler est prépondérant aux longueurs d'onde inférieures à la longueur d'onde caractéristique λ_0 représentée par un trait discontinu vertical. Le **pic principal** du profil calculé est **décalé vers le bleu** d'environ 0,4 nm. Ce décalage est en accord avec ceux observés depuis le sol, en général compris entre 0,4 et 0,8 nm [Eather, 1967]. De plus, la composante relative aux longueurs d'onde supérieures à λ_0 , appelée encore **décalage vers le rouge** (cf. § I.1-b et § I.1-c), induite dans le calcul par le terme de miroir magnétique, est bien visible. Cette allure générale du profil zénithal de la raie H α semble être confirmée par les observations au sol, comme en témoigne la *figure I.1* [Rees, 1981]. Toutefois, seule une comparaison qualitative peut être effectuée : la plupart des profils Doppler mesurés sont fournis avec une échelle arbitraire.

Néanmoins, il est possible de savoir si le décalage vers le rouge calculé est détectable. La résolution instrumentale nécessaire et envisageable en vue de l'analyse d'un profil Doppler de la raie H α peut être estimée à 0,1 nm [Rees, 1981]. Au voisinage de la longueur d'onde caractéristique, du côté des longueurs d'onde élevées, le taux d'émission est d'environ $10^7 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{nm}^{-1}$ (cf. *figure V.9*). L'intensité maximale témoignant d'un décalage vers le rouge et qui pourra être détectée est donc de l'ordre de 1 R : cette valeur est située au seuil de détection de la plupart des instruments. Or, le décalage observé vers le rouge est nettement apparent sur les profils mesurés, comme en témoigne la *figure I.1*. Par conséquent, à la lumière de cette première analyse, **il semble que l'effet de miroir magnétique ne puisse, à lui seul, expliquer le profil Doppler intégré de la raie H α** . La prise en considération des redistributions angulaires collisionnelles pourrait alors s'avérer indispensable. De plus, des mesures réalisées à bord de fusées apparaissent nécessaires, pouvant permettre de fournir des informations en altitude et, par là même, des indications sur la région d'origine des flux remontants. Dans cette perspective, une analyse plus approfondie du profil Doppler calculé et du champ d'action de l'effet de miroir magnétique pris en compte ici peut s'avérer fort utile.

Les contributions de chaque état de charge sont schématisées sur la *figure V.9*. A faible énergie, le flux d'atomes d'hydrogène est supérieur à celui de protons (cf. § V.3-a). La contribution des atomes d'hydrogène est donc majoritaire autour de λ_0 . A haute énergie, et donc pour des décalages Doppler importants, c'est le contraire qui se produit, le flux de protons étant plus important.

Le profil Doppler intégré, associé aux protons, présente deux pics secondaires. Ces derniers sont nettement moins marqués sur le profil intégré relatif aux atomes d'hydrogène. Sur la *figure V.10*, sont représentés les profils Doppler $D(s, \lambda)$ en fonction de λ et pour différentes altitudes. Là encore, des pics semblables sont observables. Ils sont liés aux deux angles les plus

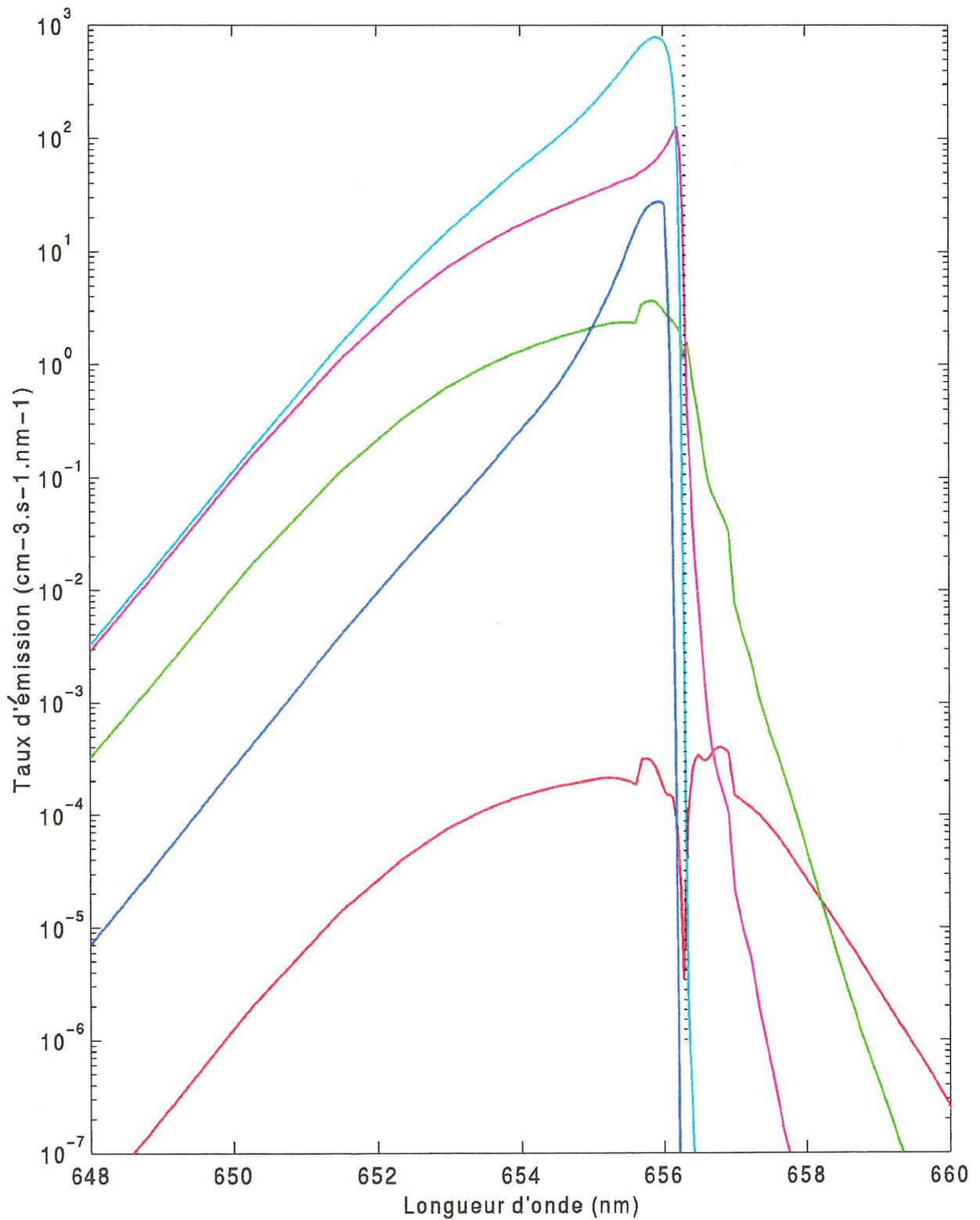


Figure V.10 : Taux d'émission associé à la raie H α - selon le zénith magnétique -, en fonction de la longueur d'onde et à différentes altitudes (800 km en rouge, 211 km en vert, 140 km en magenta, 113 km en bleu ciel et 105 km en bleu foncé). La longueur d'onde caractéristique λ_0 est précisée en pointillé.

proches de 90° . A ces angles, les longueurs d'onde associées sont très proches de λ_0 , quelle que soit l'énergie des particules (cf. *figure V.8*) : les flux de haute énergie contribuent à l'émission. Or, à haute altitude, les **flux descendants** sont beaucoup plus importants à 10 keV qu'à 1 keV. Cette différence entraîne donc une augmentation du taux d'émission D au voisinage de λ_0 . En revanche, à la longueur d'onde λ_0 , l'émission n'est induite que par les particules de basse énergie dont le flux correspondant est de faible valeur : le taux d'émission volumique présente un minimum local.

En raison du transfert d'énergie vers les basses énergies, la différence entre les flux descendants de faible et haute énergies diminue avec l'altitude, pour s'inverser dans la région basse de l'atmosphère (cf. *figure V.5-a* et *V.5-b*). Ainsi, les pics disparaissent au fur et à mesure que l'altitude diminue (cf. *figure V.10*). Pour les **flux ascendants**, les mêmes remarques sont valables pour les protons. En revanche, le flux d'atomes d'hydrogène reste important en basse énergie (cf. *figure V.5-d*) : les pics sont moins marqués, comme le montre la *figure V.9*.

Les **basses longueurs d'onde** correspondent aux flux descendants. En haute altitude, l'atmosphère est peu dense et les flux sont faibles dans la gamme des basses énergies, là où les sections efficaces d'émission sont maximales : le taux d'émission de la raie H α est faible. Celui-ci augmente avec les altitudes décroissantes, pour atteindre une valeur maximale à 113 km, dans la région du maximum de déposition en énergie. Au-dessous, le flux diminue rapidement, et l'émission fait de même (cf. *figure V.10*). Par ailleurs, du côté des **longueurs d'onde élevées**, plus le décalage Doppler est grand, plus l'émission est majoritairement produite à haute altitude. Les forts décalages sont atteints pour des énergies élevées (cf. *figure V.8-a*) et des angles d'attaque faibles : le flux généré à ces angles est alimenté, sous l'action du miroir magnétique, par la propagation du flux depuis des angles plus élevés. Cette propagation s'effectue à mesure que le flux ascendant se propage. Les angles faibles sont atteints en haute altitude (cf. *figure V.6*).

Ces remarques sont schématisées sur la *figure V.11*, qui représente l'altitude du maximum d'émission en fonction de la longueur d'onde. Le flux descendant émet majoritairement au voisinage du pic de déposition d'énergie, aux basses altitudes, là où l'atmosphère est très dense. Aux longueurs d'onde élevées, l'altitude du maximum d'émission augmente avec les longueurs d'onde, en raison du transfert progressif de flux des angles élevés vers les angles faibles. De plus, dans cette gamme de longueurs d'onde, le maximum d'émission est atteint à des altitudes plus élevées pour les protons que pour les d'atomes d'hydrogène : en effet, aux hautes énergies, au-dessus de 300 km environ, le flux de protons est plus étendu en angle (cf. *figure V.6-b*). Il en est de même pour les profils Doppler (cf. *figure V.10*). A haute altitude, le profil Doppler associé aux protons atteint donc des valeurs plus importantes aux longueurs d'onde élevées. Ces

valeurs peuvent encore dépasser celles obtenues à plus basse altitude, alors que le profil Doppler relatif aux atomes d'hydrogène diminuant plus rapidement reste inférieur aux profils obtenus à plus haute altitude.

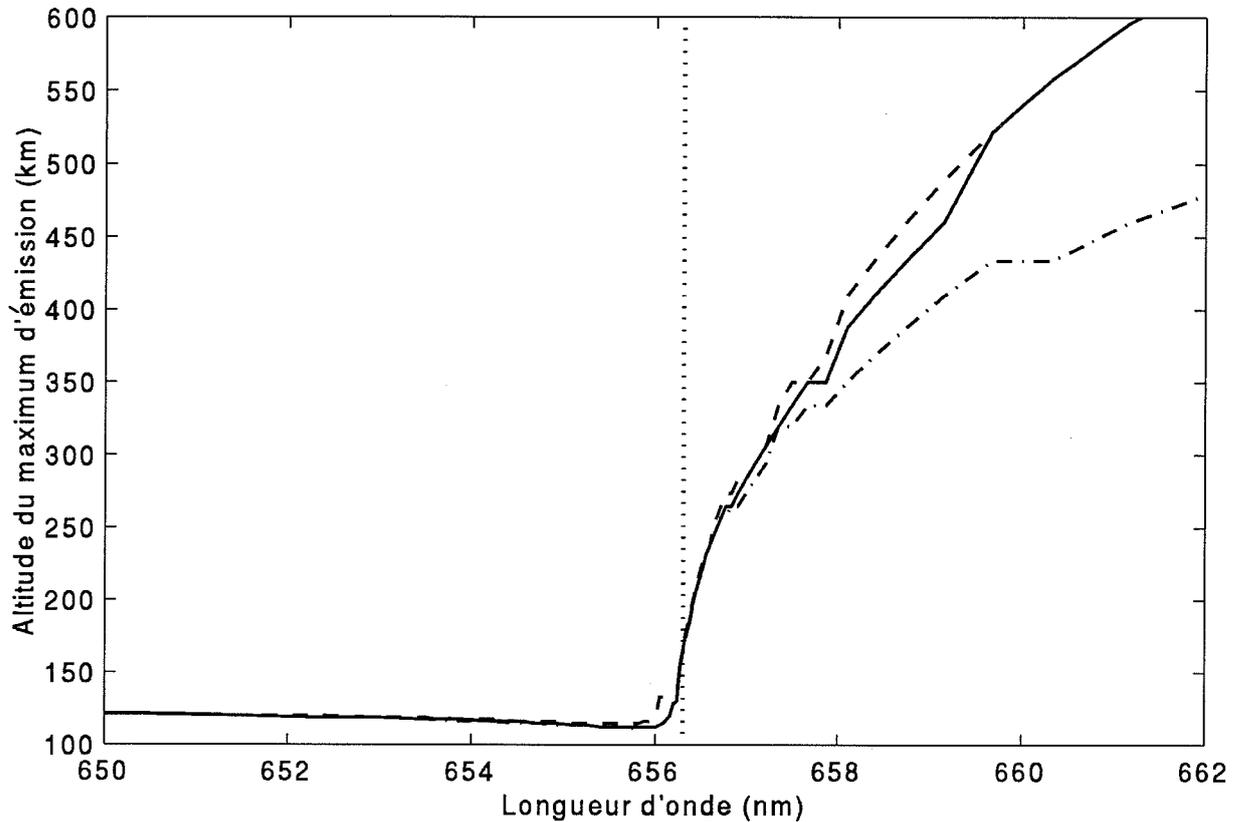


Figure V.11 : Altitude du maximum d'émission associée à la raie $H\alpha$, en fonction de la longueur d'onde. L'altitude du maximum de l'émission totale est représentée en trait continu, celle du maximum d'émission relative à la contribution des protons, en tiret, et celle du maximum d'émission relative à la contribution des atomes d'hydrogène, en point-tiret. La longueur d'onde caractéristique λ_0 est précisée en pointillé.

Une première étude sans collision a permis de valider le terme de miroir magnétique présent dans l'équation de transport des protons, ainsi que de décrire l'effet de miroir magnétique sur un flux stationnaire de particules chargées. La réflexion magnétique induit un transfert des angles élevés vers les angles plus faibles. Elle n'a pas d'effet sur les particules associées à un angle d'attaque égal à 0° ou à 180° , *i.e.* de vitesse parallèle au vecteur champ magnétique.

Lorsque les collisions sont prises en compte - ici sans redistribution angulaire -, la dégradation énergétique entraîne une anisotropie du flux initialement supposé isotrope. Plus les particules précipitantes ont des angles d'attaque proches de 90° , plus elles subissent de collisions et donc plus le flux se dégrade rapidement. De plus, en raison des réactions de changement de charge, non seulement des protons, mais aussi des atomes d'hydrogène, remontent vers le sommet de l'atmosphère. Ces flux commencent à être significatifs au-dessus de 140 km environ, soit bien au-dessus de la région de déposition énergétique. Le profil Doppler zénithal associé à la raie $H\alpha$ permet de mettre en évidence les flux remontants de particules *via* la composante décalée vers le rouge. Néanmoins, l'effet de miroir magnétique, qui agit aux altitudes plutôt élevées, ne semble pas être le seul à l'origine des flux remontants d'atomes d'hydrogène. Or, une mesure effectuée depuis le sol ne renseigne pas sur la région d'action des redistributions angulaires. Par conséquent, une comparaison avec des mesures réalisées à bord d'une fusée lors de précipitations apparaît indispensable pour conclure quant à l'origine du décalage vers le rouge et au rôle joué par chacun des deux protagonistes possibles, à savoir l'effet de miroir magnétique et la redistribution angulaire collisionnelle.

CHAPITRE VI

CHAPITRE VI

OBSERVATIONS

VI. 1 - FUSEE PROTON I.....	177
VI. 1 - a) Présentation.....	177
VI. 1 - b) Calcul du profil du taux d'émission volumique $H\beta$	178
VI. 1 - c) Résultats expérimentaux et théoriques.....	181
<i>VI. 1 - c - α) Flux de protons de haute énergie</i>	<i>181</i>
<i>VI. 1 - c - β) Emission $H\beta$.....</i>	<i>188</i>
VI. 2 - RADAR EISCAT / SATELLITE VIKING.....	192
VI. 3 - TRANSPORT COUPLE A ESR.....	195
VI. 3 - a) Théorie	195
VI. 3 - b) Résultats et discussion.....	199

CHAPITRE VI

OBSERVATIONS

Développer un code de transport des protons ne peut pas représenter une fin en soi, mais a pour but ultime de décrire, et par là même de mieux comprendre, les phénomènes physiques dont les aurores sont les manifestations visibles. Le code classique, *i.e.* sans redistribution angulaire, a ainsi été appliqué à deux types d'observations :

- tout d'abord, ont été exploitées des mesures effectuées à bord de la fusée Proton I. Il s'agit de mesures de flux de particules hydrogénées et de l'émission Balmer $H\beta$ propre aux précipitations de protons.

- dans un deuxième temps, sont considérées des expériences conjuguées entre un radar au sol et un satellite. La densité électronique mesurée par le radar est perturbée par les précipitations de particules qui peuvent être à la fois des protons et des électrons. C'est la raison pour laquelle il s'est avéré indispensable de mettre au point le couplage entre le code de transport des protons et celui des électrons.

VI. 1 - FUSEE PROTON I

VI. 1 - a) Présentation

La fusée Proton I a été lancée du pas de tir d'Andøya situé en Norvège, à $69^{\circ}18'$ N de latitude et à $16^{\circ}01'$ E de longitude. Le décollage a eu lieu le 13 février 1972 à 23h 20mn en temps universel, soit 0h 24mn en temps solaire local, dans des conditions légèrement perturbées : l'indice magnétique A_p était égal à 22 et l'indice solaire $f_{10,7}$ à 126,3, sa moyenne sur trois mois étant de 138. La fusée a atteint son apogée à 224 km. Le vol a duré presque 7 mn durant lesquelles l'émission $H\beta$ déduite de mesures au sol décroît légèrement : les précipitations ne peuvent être considérées comme stables temporellement que sur une partie du vol, l'ascension ou la descente, au mieux. Par ailleurs, l'azimut de la fusée était de 340° , soit presque perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique. Toutefois, l'aurore est apparue relativement homogène, malgré quelques structures fines, et l'émission $H\beta$ mesurée à bord variait continûment : en première approximation, les précipitations peuvent être supposées

spatialement stables.

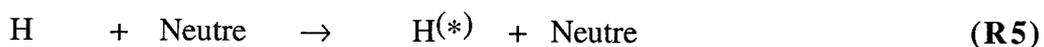
Plusieurs détecteurs de particules ont été embarqués à bord de la fusée. Ils permettent, en particulier, de mesurer le flux d'ions - supposé constitué uniquement de protons - au-dessous de 10 keV et le flux de particules hydrogénées au-dessus de 30 keV. Pour ce dernier, non seulement sa distribution énergétique est obtenue, mais aussi sa distribution en angle d'attaque. Parallèlement, est enregistrée l'intensité intégrée de l'émission Balmer H β produite au-dessus de l'altitude d'observation. A partir de cette intensité intégrée et de l'angle entre la direction de visée et le champ magnétique, il est possible de déduire le profil en altitude de l'émission volumique pour la raie H β . Les mesures, tant de particules que de photons, sont connues, d'après *Söraas et al.* [1974], avec une incertitude de 20 %. Une description détaillée de cette expérience est présentée par *Söraas et al.* [1974, 1994].

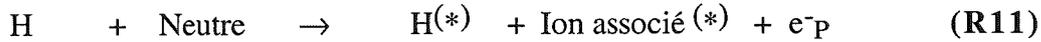
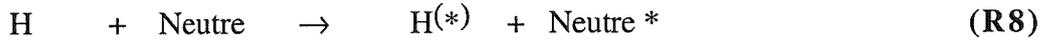
Le choix concernant la mesure de l'émission d'une raie caractéristique de l'hydrogène atomique se justifie par son origine liée exclusivement aux précipitations de protons : il s'agit d'une signature typique d'un flux incident de protons. L'incidence directe des électrons énergétiques sur les émissions H est tout à fait négligeable, la densité des atomes d'hydrogène ambiants étant beaucoup trop faible, comme celle des protons énergétiques. De plus, bien que d'autres raies aient été enregistrées à bord de la fusée, telle la raie H α , l'émission exploitée est celle associée à H β . En effet, cette raie est beaucoup moins contaminée, *i.e.* relativement épargnée du recouvrement par d'autres émissions de neutres ambiants excités par des particules énergétiques, tant électrons que protons [*Eather*, 1967] (cf. *série de Balmer*, dans le glossaire).

La comparaison entre l'observation et la théorie s'articule en particulier autour du profil de l'émission H β . Sa détermination théorique est présentée dans le paragraphe qui suit.

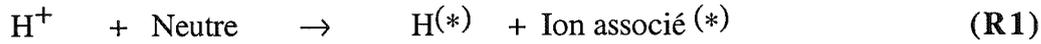
VI. 1 - b) Calcul du profil du taux d'émission volumique H β

Un atome d'hydrogène excité au niveau d'énergie 4 émet des photons de type H β en passant au niveau d'énergie 2. Plusieurs réactions impliquant des particules hydrogénées énergétiques peuvent conduire à l'excitation d'un atome d'hydrogène. Il s'agit, d'une part, des réactions entre un atome d'hydrogène et un neutre ambiant, soit, respectivement, les réactions de diffusion élastique - non prise en compte dans la présente étude -, les réactions d'excitation et les réactions d'ionisation :





Il s'agit, d'autre part, de la réaction de capture entre un proton et un neutre :



La résolution des équations de transport permet d'avoir accès aux flux de particules hydrogénées. De la donnée de ces flux, il est possible de déduire le **taux d'émission volumique** en fonction de l'altitude - prise parallèle aux lignes de force du champ magnétique -, taux généralement exprimé en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$:

$$\text{Pr H}\beta(s) = 2\pi \sum_k \sum_{X=P,H} n_k(s) \cdot \int dE \int d\mu \cdot \sigma_{k,X}^{\text{H}\beta}(E) \cdot I_X(s, E, \mu) \quad (\text{VI.1})$$

Dans cette relation, $\sigma_{k,X}^{\text{H}\beta}(E)$ représente la section efficace d'émission associée à la raie H β après excitation de l'atome d'hydrogène par impact d'une particule hydrogénée X sur un neutre k. Les sections efficaces d'émission relatives aux espèces neutres N₂ et O₂ ont été mesurées en basse énergie, de 30 eV à 3 keV, par *Van Zyl et Neumann* [1980]. En plus haute énergie, les données adoptées sont déduites de *Shen* [1993]. Il faut noter toutefois que, dans le tableau fourni par ce dernier (p. 66), le facteur 10⁻¹⁷ doit être remplacé par 10⁻¹⁸ après comparaison avec la figure fournie. Pour ce qui concerne l'oxygène atomique, aucune mesure ne semble avoir été effectuée. Cependant, pour la section efficace d'émission par collision avec l'oxygène atomique, *Shen* [1993] propose de prendre la moitié de celle de O₂. Bien que grossière, cette approximation ne doit pas entraîner une erreur significative sur le profil H β : les émissions H sont majoritairement produites en basse altitude, là où l'azote est prépondérant. Les différentes sections efficaces d'émission associées à la raie H β sont présentées sur la *figure VI.1*. Si les sections efficaces relatives aux protons sont maximales autour de 30 keV environ, celles associées aux atomes d'hydrogène le sont entre 0,7 et 2 keV. Par conséquent, l'énergie minimale de la grille d'énergie, sur laquelle sont calculés les flux de particules hydrogénées, doit être largement choisie inférieure à 1 keV, de l'ordre de 0,1 keV par exemple.

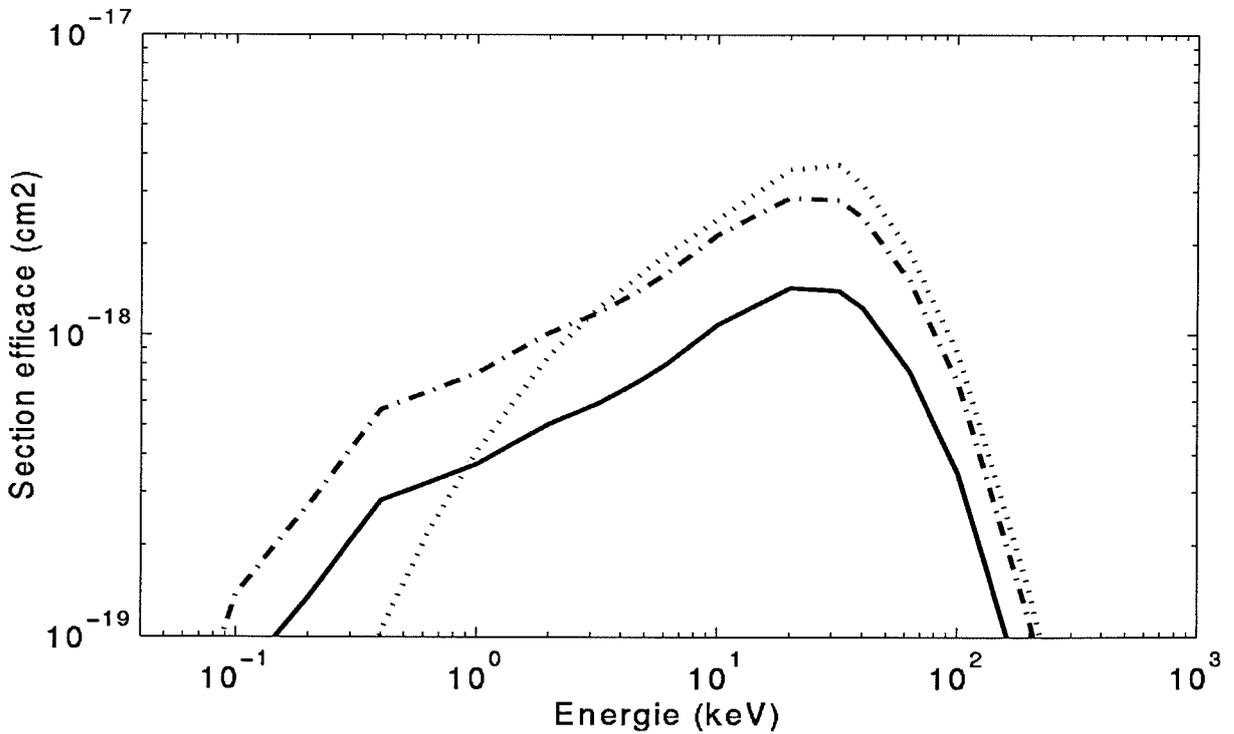
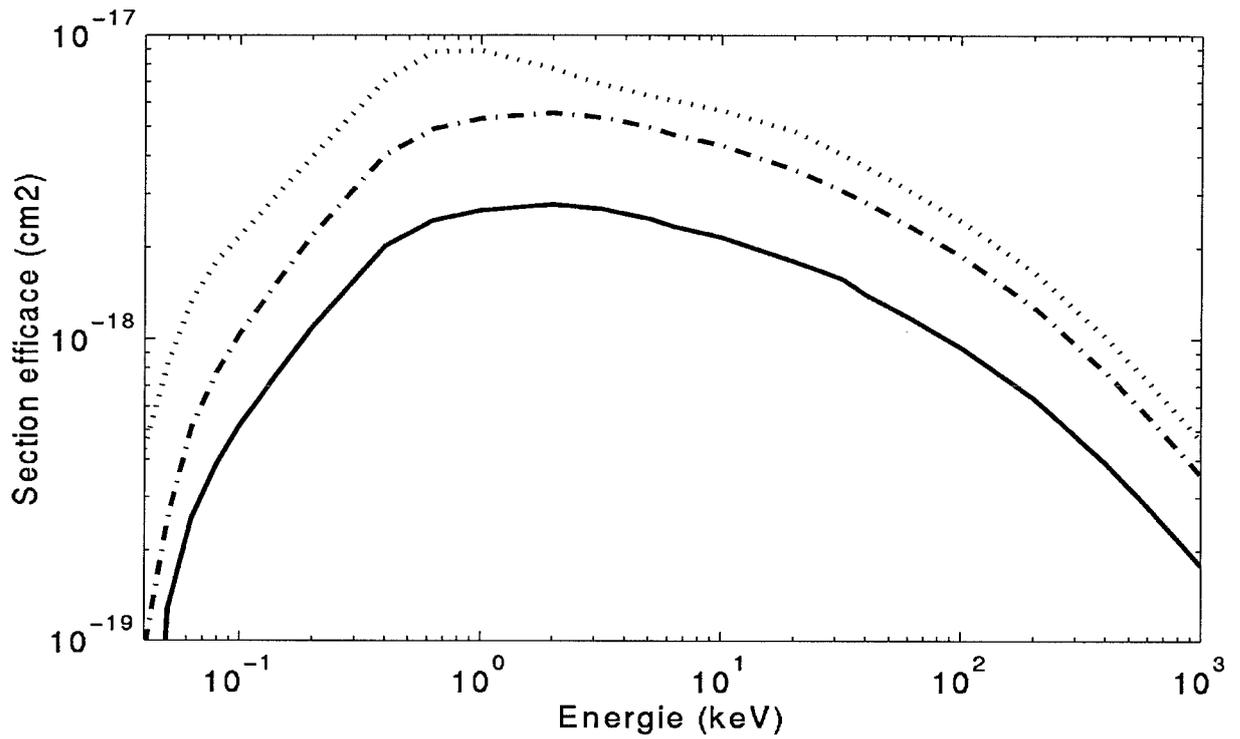


Figure VI.1-a (en haut) : Sections efficaces d'émission associées à la raie Balmer $H\beta$ produite par collision entre un atome d'hydrogène et une espèce neutre : N_2 (' $\cdot\cdot\cdot\cdot$ '), O_2 (' $-\cdot\cdot\cdot-$ ') et O (' $—$ ').

VI.1-b (en bas) : Idem, pour les protons.

Söraas *et al.* [1974] appliquent, quant à eux, une toute autre méthode pour déterminer le profil du taux d'émission volumique $H\beta$. Cette méthode repose sur la donnée du paramètre $P(E)$, exprimé en $h\nu/H^+$: il représente le nombre total de photons du type $H\beta$ produits après dégradation énergétique complète d'une particule hydrogénée d'énergie initiale E . Grâce à ce paramètre, il est possible de connaître l'intensité de l'émission $H\beta$ au-dessous d'un niveau quelconque d'altitude ; le taux d'émission volumique $H\beta$ peut ensuite être obtenu par différentiation. Le flux de particules hydrogénées, supposé à l'équilibre de charge, est calculé à partir des fonctions de perte dans l'air et de la profondeur atmosphérique notée x . La correspondance entre x et l'altitude est effectuée par l'intermédiaire des valeurs du flux de particules hydrogénées d'une part mesurées à une altitude donnée, d'autre part calculées. Par conséquent, les résultats qu'ils obtiennent concernant les flux de particules sont directement ajustés aux mesures, du moins à une énergie donnée. Par ailleurs, les valeurs de $P(E)$ sont déduites de mesures effectuées en laboratoire, sur un faisceau de protons pénétrant dans une chambre contenant de l'air sous certaines conditions de pression et de température. Le faisceau est supposé être à l'équilibre de charge. Dans l'atmosphère, les limites de validité d'une telle hypothèse seront discutées dans le § VI.1-c- α . L'inconvénient majeur du paramètre $P(E)$ réside dans le fait qu'il ne tient pas compte de la variation des proportions des différentes espèces neutres, variation qui influe sur la valeur d'un tel paramètre.

VI. 1 - c) Résultats expérimentaux et théoriques

VI. 1 - c - α) Flux de protons de haute énergie

Des mesures de flux de particules ont été effectuées à bord de la fusée Proton I. Au-dessous de 10 keV, elles concernent uniquement les ions positifs, supposés être des protons. Au-dessus de 30 keV, les détecteurs de particules sont sensibles à la fois aux protons et aux atomes d'hydrogène. Ce sont ces dernières mesures de haute énergie qui vont être exploitées dans ce paragraphe.

◆ Choix du flux incident

Le flux de particules hydrogénées mesuré à une altitude de 220 km, pendant la phase ascensionnelle, peut être modélisé par les lois (VI.2) suivantes [Söraas *et al.*, 1974] :

- pour $1 < E < 100$ keV, $I(E) = 8.10^7 \cdot E^{-2}$
- pour des énergies supérieures, $I(E) = 2,2.10^{17} \cdot E^{-6,67}$

Le flux est exprimé en $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$ et l'énergie E en keV. Ces relations sont indépendantes de l'angle d'attaque des particules : en effet, les mesures ont montré que le flux descendant à 220 km est isotrope. Ceci est corroboré par les résultats théoriques à haute énergie (cf. *figure V.6-b*). Le flux de particules hydrogénées modélisé à 220 km est représenté, en fonction de l'énergie, sur la *figure VI.3-a*.

Pour connaître le flux incident de protons au sommet de l'atmosphère, nous avons effectué une étude portant sur l'évolution de la fraction de charge du faisceau. Pour un modèle donné d'atmosphère, la fraction de protons à l'équilibre de charge est définie par :

$$f_p(s, E) = \frac{\sum_k n_k(s) \cdot \sigma_k^{01}(E)}{\sum_k n_k(s) \cdot (\sigma_k^{01}(E) + \sigma_k^{10}(E))} \quad (\text{VI.3})$$

Dans cette relation, n_k représente la densité de l'espèce neutre k ; les symboles σ_k^{01} et σ_k^{10} concernent les sections efficaces, respectivement d'arrachement et de capture. La fraction d'atomes d'hydrogène est égale à :

$$f_H = 1 - f_p.$$

La *figure VI.2* montre les fractions de particules à l'équilibre de charge, en fonction de l'énergie, et à différentes altitudes. Le modèle d'atmosphère utilisé est celui de MSIS 90, valable au-dessus d'Andøya, pour le jour de l'expérience et pour les paramètres magnétiques et solaires associés (cf. § VI.1-a).

Au sommet de l'atmosphère, vers 600-800 km, le faisceau n'est constitué que de protons. Par l'intermédiaire de réactions de changement de charge, il va peu à peu s'enrichir en atomes d'hydrogène et tendre vers l'équilibre de charge. A 290 km, le code de protons fournit un faisceau à l'équilibre de charge, tout au moins au-dessus de 1 keV. A 220 km, l'équilibre est toujours valable, comme le montre la *figure VI.2*. Cet équilibre perdure jusqu'en basse altitude, malgré les pertes d'énergie significatives subies par le faisceau. La raison en est que les réactions les plus fréquentes, autres que les réactions de changement de charge, sont les réactions d'ionisation. Or, les sections efficaces d'ionisation sont grossièrement du même ordre de grandeur pour les protons et les atomes d'hydrogène (cf. *figure IV.2*) et la perte d'énergie lors d'une ionisation est indépendante de la charge de la particule hydrogénée. De ce fait, les dégradations énergétiques subies par les particules sont à peu près semblables pour les deux états de charge.

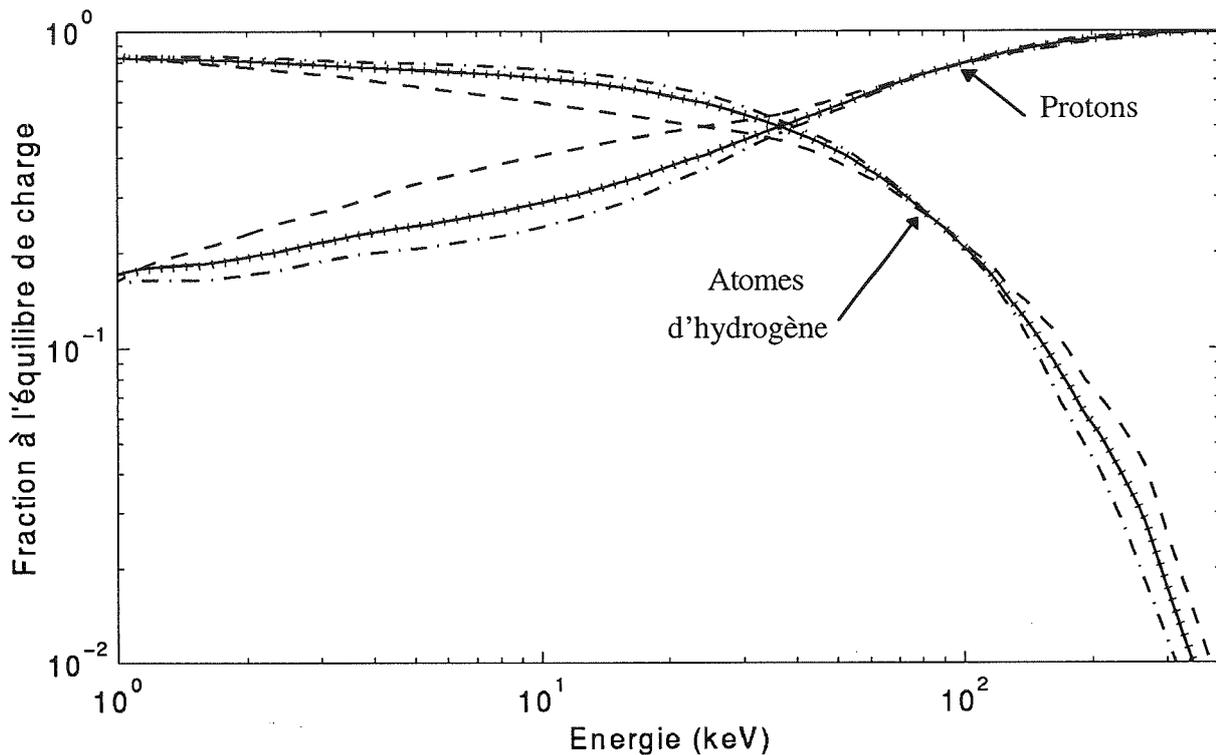


Figure VI.2 : Fractions théoriques de protons et d'atomes d'hydrogène à l'équilibre de charge, à différentes altitudes (800 km : '- - - -' ; 220 km : '—' et 90 km : '- . . . -'). En petites hachures sont représentées les fractions de charge déduites des flux de particules hydrogénées calculés à 220 km.

Ainsi, à 220 km, le faisceau est à l'équilibre de charge. Le code de protons a permis aussi de montrer que les pertes d'énergie ne sont pas encore significatives à 220 km, du moins au-dessus de 1 keV. Par conséquent, le **flux incident de protons** peut être pris égal au flux de particules hydrogénées - protons et atomes d'hydrogène - mesuré à 220 km pour des énergies supérieures à 30 keV. Cependant, le flux réel qui a précipité à 800 km a dû être plus important. En effet, le code de protons qui est utilisé ne prend pas en compte l'élargissement du faisceau (cf. § I.3-a). Celui-ci engendre une atténuation sur le flux au centre du faisceau qui est estimée à 0,75 pour une largeur latitudinale des précipitations de l'ordre de 200 km [Jasperse et Basu, 1982].

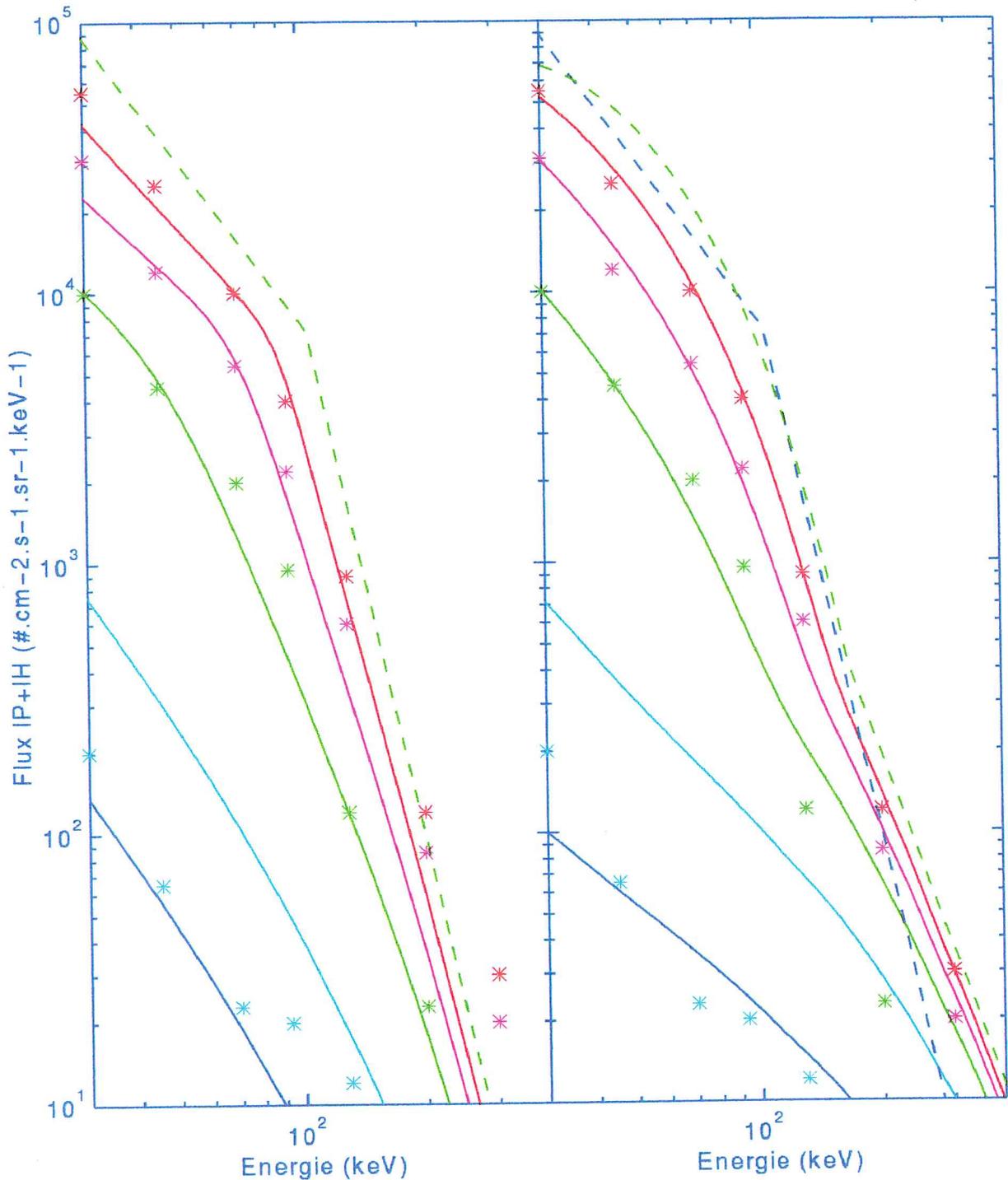


Figure VI.3-a (à gauche) : Sont représentés, en trait plein, les flux calculés de particules hydrogénées, en fonction de l'énergie, pour un angle d'attaque de 155° et à différentes altitudes (119 km en rouge, 113 km en magenta, 108 km en vert, 103,4 km en bleu ciel et 101,3 km en bleu foncé). Le flux incident, représenté en tiret vert, est celui mesuré à 220 km, lors de la phase ascensionnelle de la fusée Proton I. Les étoiles correspondent aux flux mesurés [Söraas et al., 1974] : 118,4-119,9 km en rouge, 112,8-114,2 km en magenta, 108,5-109,2 km en vert et 102,5-104,0 km en bleu ciel.

Figure VI.3-b (à droite) : Idem, mais pour un autre flux incident à 800 km. Le flux mesuré à 220 km est représenté, à titre de comparaison, en tiret bleu foncé.

◆ Flux en fonction de l'énergie

Le flux incident de protons a ainsi été pris égal au flux des particules hydrogénées déduit de mesures à 220 km (cf. (VI.2)). Le choix du flux incident aux énergies inférieures n'a pas d'incidence sur les résultats présentés dans ce paragraphe, car la dégradation énergétique se propage des hautes énergies vers les plus basses. Sur la *figure VI.3-a*, les flux de particules hydrogénées obtenus en sortie du code de transport sont présentés en fonction de l'énergie, et pour différentes altitudes. Les flux enregistrés à ces altitudes, lors de la phase ascensionnelle, sont proposés à titre de comparaison. Les résultats théoriques et expérimentaux s'accordent relativement bien. Toutefois, il apparaît utile de discuter des deux désaccords les plus significatifs.

Le flux enregistré, valable pour le domaine d'altitude compris entre 102,5 km et 104 km, est encadré par les flux calculés aux altitudes de 101,3 km et de 103,4 km, altitude centrale de l'intervalle de mesure. Cette région de l'atmosphère est située nettement au-dessous du pic de déposition d'énergie, localisé au-dessus de 110 km : la décroissance en énergie du flux y est très rapide. Elle l'est d'autant plus que la densité est élevée. Le modèle d'atmosphère influe sensiblement dans cette région. Etant donné, par ailleurs, l'incertitude de 1 km sur l'altitude du flux mesuré, le désaccord à 103,4 km s'explique facilement.

En haute énergie, au-dessus de 200 keV environ, et pour des altitudes supérieures à 110 km, le flux incident, fonction des mesures effectuées à 220 km, est nettement inférieur aux flux mesurés à 112 et 119 km pendant la phase ascensionnelle. Or, le transfert d'énergie depuis les énergies supérieures ne peut expliquer cette augmentation du flux en plus basse altitude. Durant le vol de la fusée Proton I, les photomètres au sol ont enregistré une décroissance progressive des émissions : elle a pour origine la plus probable une diminution du flux précipitant, variation temporelle ou spatiale. La composante spatiale doit en effet être prise en compte en raison de la trajectoire de la fusée, qui est non-parallèle aux lignes de force du champ magnétique.

Au sommet de l'atmosphère, le flux choisi comme condition aux limites a été modifié en conséquence. Il a donc été augmenté en haute énergie : cela permet de compenser la variation du flux incident réel. Par ailleurs, en plus basse énergie, le flux incident a été pris égal à une maxwellienne centrée à une énergie de 20 keV. Son allure est très similaire au flux proposé par *Söraas et al.* [1974], choisi précédemment, et, par là même, aux mesures de particules à 220 km. Avec cette allure plus arrondie pour le flux incident, les courbes des flux obtenues au-dessous de 100 keV et associées aux altitudes inférieures sont plus proches des mesures, comme le montre la *figure VI.3-b*. En revanche, en haute énergie, si la correspondance est meilleure pour les flux relatifs à des altitudes supérieures à 110 km, elle ne l'est pas à plus basse

altitude. Les valeurs élevées à haute énergie et à 220 km se propagent à plus basse énergie aux altitudes inférieures, là où la correspondance n'est plus satisfaisante entre les mesures et les résultats théoriques. Une sous-estimation des sections efficaces en haute énergie, dont l'incertitude est évaluée à 30 %, pourrait être invoquée. C'est une raison possible, mais, au regard de la variation du flux incident, il apparaît difficile de conclure de façon certaine.

Pour un flux incident proche de celui proposé par *Söraas et al.* [1974] - fondé sur des mesures à 220 km et pour des énergies supérieures à 30 keV -, l'accord entre les flux mesurés et calculés est relativement bon, compte tenu de différents facteurs, à savoir : les variations spatiales et temporelles des flux enregistrés, l'incertitude de 20 % sur les flux mesurés, celle de 30 % sur les sections efficaces utilisées dans le code de transport et celles concernant l'altitude des flux mesurés et le modèle d'atmosphère utilisé. Cet accord entre les flux de particules représentés en fonction de l'énergie traduit une **bonne modélisation de la dégradation énergétique par le code de transport**, dégradation qui s'appuie sur l'utilisation de forces dissipatives.

◆ Flux en fonction de l'angle d'attaque

Des mesures de flux de particules hydrogénées ont été réalisées à différents angles d'attaque. *Söraas et al.* [1994] fournissent les résultats expérimentaux obtenus en haute énergie, et à différentes altitudes.

Dans un premier temps, ce jeu de données a été comparé à celui proposé par *Söraas et al.* [1974] et présenté en fonction de l'énergie. C'est ce deuxième jeu qui a fait l'objet de l'analyse précédente "*Flux en fonction de l'énergie*". Il est valable pour des angles d'attaque compris entre 152 et 165°. Dans ce domaine d'angle et à une altitude fixée, les deux jeux de mesures ont été regroupés et sont présentés, en fonction de l'énergie, sur la *figure VI.4*. Le flux provenant du premier jeu est strictement inférieur à celui représentatif du deuxième jeu : il n'y a pas concordance entre les deux jeux. Or, le premier jeu est issu de mesures effectuées pendant la phase descendante du vol, alors que le deuxième est relatif à la phase ascendante. Cette comparaison illustre clairement la variation du flux incident générant les flux enregistrés au cours du vol.

Cette variation observée entre les jeux de mesures correspondant à une même altitude ne permet pas d'effectuer une étude quantitative des flux de particules : l'amplitude du flux incident à l'origine du flux enregistré à basse altitude varie ; le flux incident mesuré à 220 km lors de la phase ascensionnelle n'est pas applicable tel quel à la phase de descente. Néanmoins, d'après *Söraas et al.* [1974], les flux incidents mesurés sont isotropes : la distribution angulaire initiale

est connue. De plus, si les flux incidents sont supposés conserver la même allure, tout au moins en haute énergie, une **étude qualitative des flux en fonction de l'angle d'attaque** peut être envisagée. Le flux incident est alors pris égal à celui mesuré par *Söraas et al.* [1974]. Néanmoins, il faut que le flux, calculé à une altitude et à une énergie données, soit réajusté, à un angle d'attaque fixé, par rapport au flux mesuré lors de la phase de descente [*Söraas et al.*, 1994]. Les flux théoriques et expérimentaux peuvent ainsi être comparés en fonction de l'angle d'attaque.

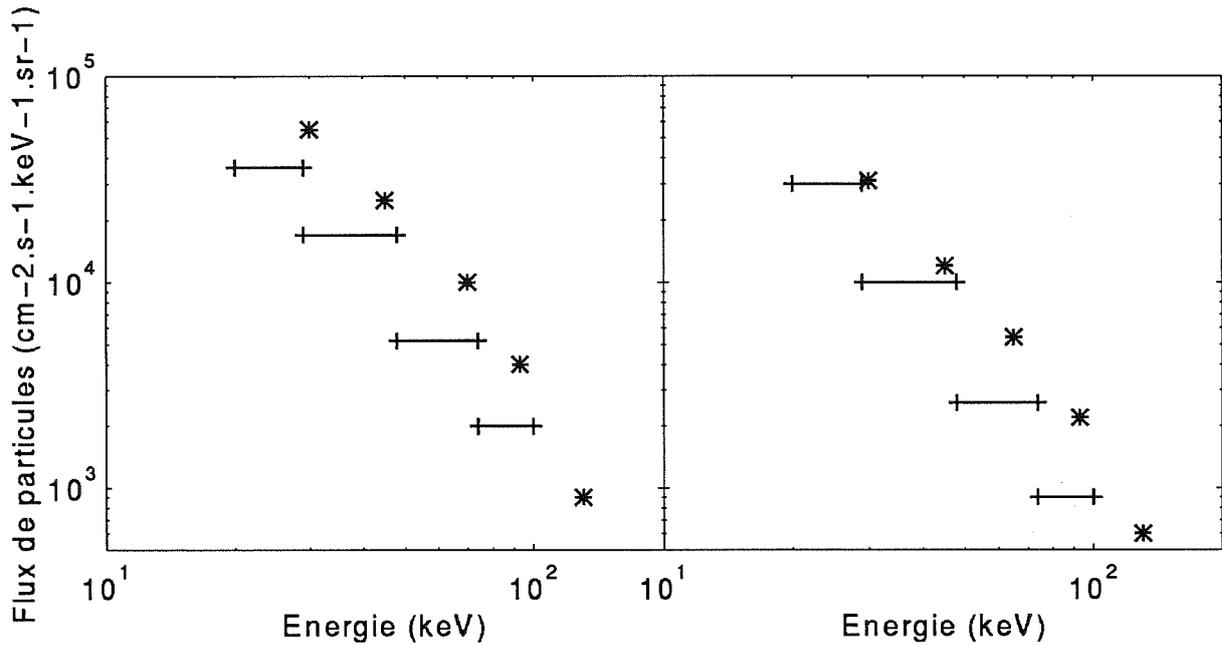


Figure VI.4-a (à gauche) : Comparaison entre les mesures effectuées lors de la phase ascensionnelle de la fusée Proton I ('*') [*Söraas et al.*, 1974] et celles effectuées lors de la phase de descente ('+—+') [*Söraas et al.*, 1994], à une altitude de 119 km.

Figure VI.4-b (à droite) : Idem, mais à 113 km.

Söraas [communication personnelle, 1996] m'a fourni très récemment le jeu de flux en fonction de l'angle d'attaque, enregistré pendant la phase ascensionnelle. Ce jeu est en meilleur accord avec celui mesuré en fonction de l'énergie que ne l'était le jeu valable pour la phase descendante. Toutefois, en très haute énergie, le flux calculé est sous-estimé par rapport à celui mesuré (cf. *figure VI.3-a*) : il est utile d'appliquer le réajustement évoqué ci-dessus pour effectuer une comparaison des allures en angle d'attaque. De plus, il faut noter que l'allure des flux mesurés, en fonction de l'angle d'attaque, pendant la phase ascendante, est relativement semblable à celle des flux pendant la phase descendante. Ainsi, des résultats tout à fait similaires

sont obtenus avec les deux jeux de mesures. Il n'a donc pas été jugé nécessaire de présenter aussi ceux associés à la phase ascendante.

Les résultats obtenus avec le jeu enregistré pendant la phase descendante sont présentés sur la *figure VI.5*. L'accord entre les flux calculés et mesurés est tout à fait satisfaisant. Les écarts les plus grands sont observés vers 110° , lorsque le flux commence à décroître sensiblement : à 145 km, le flux calculé a une valeur trop élevée par rapport au flux mesuré ; à 113 km, c'est le contraire. A 145 km, l'écart peut être expliqué par l'effet de miroir magnétique. A 113 km, il peut être imputé à l'incertitude portant sur le modèle d'atmosphère, fonction de l'altitude. Il ne faut pas non plus oublier l'hypothèse faite concernant la conservation de l'allure en énergie du flux incident, allure qui influe sur la distribution angulaire à basse altitude.

Le code de transport utilisé ici ne prend en compte aucune redistribution angulaire : la variation de l'allure du flux en angle d'attaque est uniquement due à la dégradation énergétique plus importante aux angles proches de 90° . En effet, dans ce cas, la trajectoire des particules dans l'atmosphère est nettement plus grande. La bonne allure en angle du flux calculé par rapport au flux mesuré tendrait à prouver que la **redistribution angulaire au cours d'une collision n'a pas d'incidence notable sur le flux descendant, tout au moins à haute énergie, au-dessus de 20 keV**. Ceci est justifié par la donnée des fonctions de perte élastiques, importantes uniquement en basse énergie [Kozelov et Ivanov, 1992]. De plus, en haute énergie, l'effet de miroir magnétique n'agit, sur le flux descendant, qu'au-dessous de 100° et pour des altitudes supérieurs à 140 km ; il est négligeable à plus basse altitude (cf. § V.3-b).

VI.1 - c - β) Emission $H\beta$

En vue de calculer le profil du taux d'émission volumique $H\beta$, il est nécessaire de connaître non seulement le flux incident en haute énergie, mais aussi celui en basse énergie. Si le premier a fait l'objet du précédent paragraphe § VI.1-c- α , le deuxième n'a pas encore été discuté. Söraas et al. [1974] présentent des mesures de flux de particules hydrogénées entre 1 keV et 10 keV : à ces énergies, le flux peut être modélisé en prolongeant celui qui a été précédemment introduit à haute énergie et qui vérifie les relations (VI.2).

Le flux incident de basse énergie proposé par Söraas et al. [1974] provient de la mesure, à 220 km, du flux de protons, lors de la phase ascensionnelle. Les fractions à l'équilibre de charge ont été utilisées pour obtenir le flux de particules hydrogénées. La validité de ce procédé a été discutée lors du § VI.1-c- α . Un tel procédé est tout à fait légitime à une altitude de 220 km.

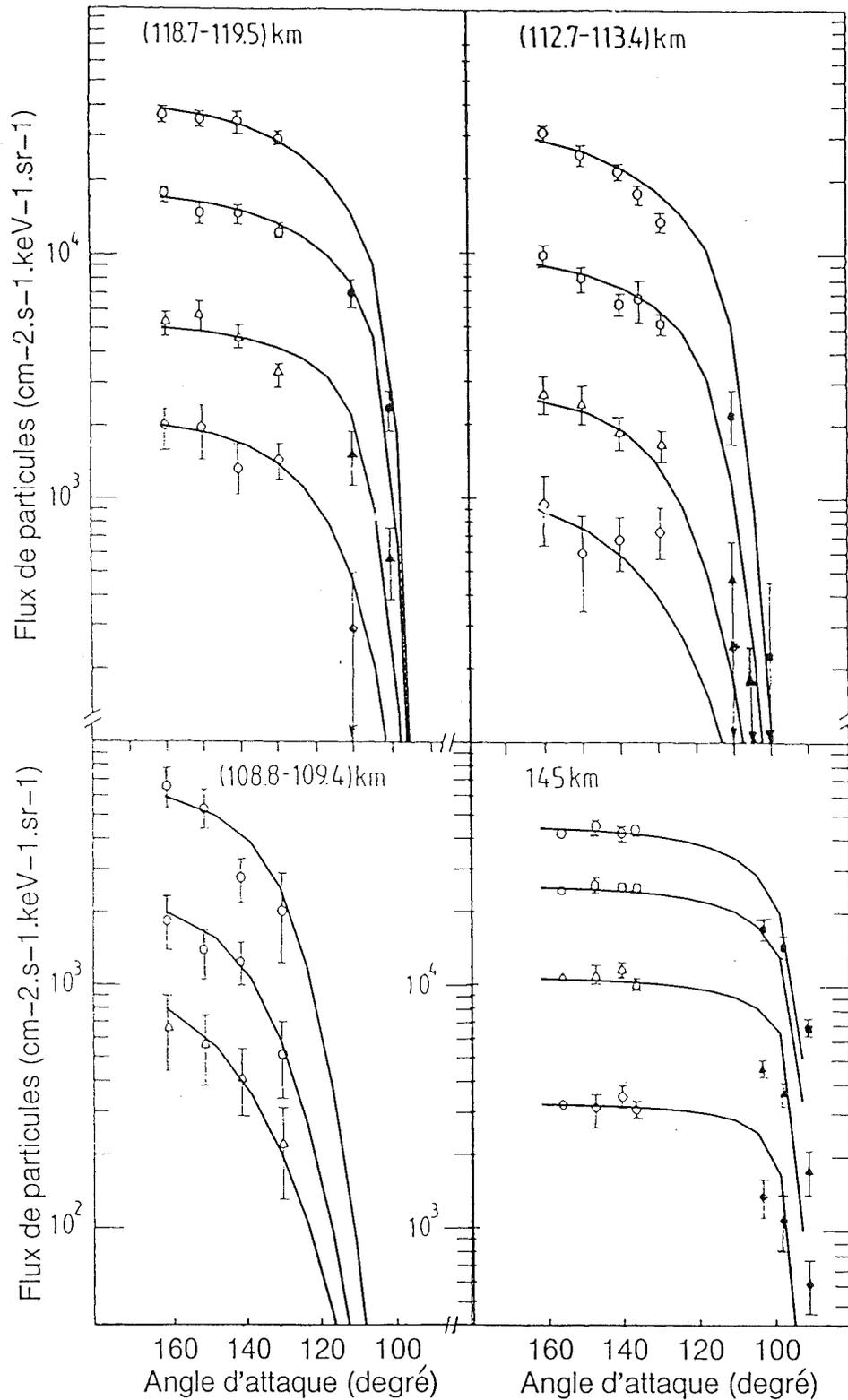


Figure VI.5 : Flux de particules hydrogénées mesurés, présentés en fonction de l'angle d'attaque, à différentes altitudes et à différentes énergies (\circ : 20-29 keV ; \square : 29-48 keV ; Δ : 48-74 keV ; \diamond : 74-100 keV ; \blacksquare : 20-45 keV ; \blacktriangle : 45-76 keV ; \blacklozenge : 76-96 keV) [Söraas et al., 1974]. Les courbes en trait plein représentent les résultats obtenus en sortie du code de transport, après réajustement en amplitude à un angle donné pour chaque énergie et chaque altitude.

En revanche, la fraction de protons dans le faisceau, qui a été adoptée par *Söraas et al.* [1974] et qui est valable pour une atmosphère de N_2 [*Bernstein et al.*, 1969], est sous-évaluée. De ce fait, le flux de particules hydrogénées est surestimé d'un facteur fonction de l'énergie, pouvant même atteindre une valeur de 5. Néanmoins, ce facteur n'a pas d'incidence sur les conclusions qui suivent. La fraction de protons à l'équilibre de charge, que nous avons prise comme référence et appliquée, est celle illustrée sur la *figure VI.2* et obtenue avec le modèle d'atmosphère utilisé dans cette étude, *i.e.* fondée sur MSIS 90 et pour le jour de l'expérience, avec les A_p et $f_{10,7}$ correspondants (cf. § VI.1-a).

L'intensité $H\beta$ a été mesurée pour la couche d'atmosphère située au-dessus de la fusée, lors de la phase ascensionnelle. Le profil du taux d'émission a été déduit par différentiation du profil d'intensité ; la multiplication par le facteur $\cos \zeta$ a été appliquée, car le profil d'intensité a été mesuré selon une direction de visée qui fait un angle ζ avec le champ magnétique. Le profil d'émission qui a ainsi été obtenu est présenté sur la *figure VI.6*. Le pic d'émission est situé à une altitude de 112 km et son amplitude est de $62 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$.

Le profil du taux d'émission, dont la détermination a fait l'objet du § VI.1-b, a été calculé en prenant, comme flux incident, celui proposé par *Söraas et al.* [1974]. Au-dessous de 1 keV, aucune mesure n'a été effectuée : le flux incident a été pris décroissant selon les énergies décroissantes. Le profil d'émission obtenu ne coïncide pas avec celui mesuré : l'altitude du pic est de 120 km, soit 8 km au-dessus du pic observé, et son amplitude est égale à $400 \text{ cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ environ, soit plus de 6 fois trop élevée.

Ces résultats étaient tout à fait prévisibles. En effet, le pic d'émission observé renseigne sur le flux incident. Son altitude est liée à l'énergie caractéristique du flux incident. Plus cette énergie est grande, plus grand devra être le trajet des particules pour déposer leur énergie et, par conséquent, plus faible sera l'altitude du pic d'émission. Avec le modèle d'atmosphère utilisé ici, l'énergie caractéristique du flux précipitant doit être comprise entre 10 et 18 keV, pour que le profil d'émission généré ait un pic d'altitude de 112 km à 1 km près. Le flux proposé par *Söraas et al.* [1974] possède, quant à lui, une énergie caractéristique de 2 keV. Cette sorte d'incohérence peut provenir du domaine d'énergie, compris entre 10 et 20 keV et pour lequel il n'y a pas eu de mesures. Si le flux incident est augmenté dans ce domaine, son énergie caractéristique va être plus élevée et l'altitude du pic va diminuer. Cependant, l'amplitude du pic d'émission est associée au flux d'énergie. Or, celui-ci est considérablement augmenté par cette modification du flux incident entre 10 et 20 keV. Il en est de même pour l'amplitude calculée du pic. Il faut donc chercher ailleurs la raison du désaccord entre le profil d'émission expérimental et celui qui a été calculé.

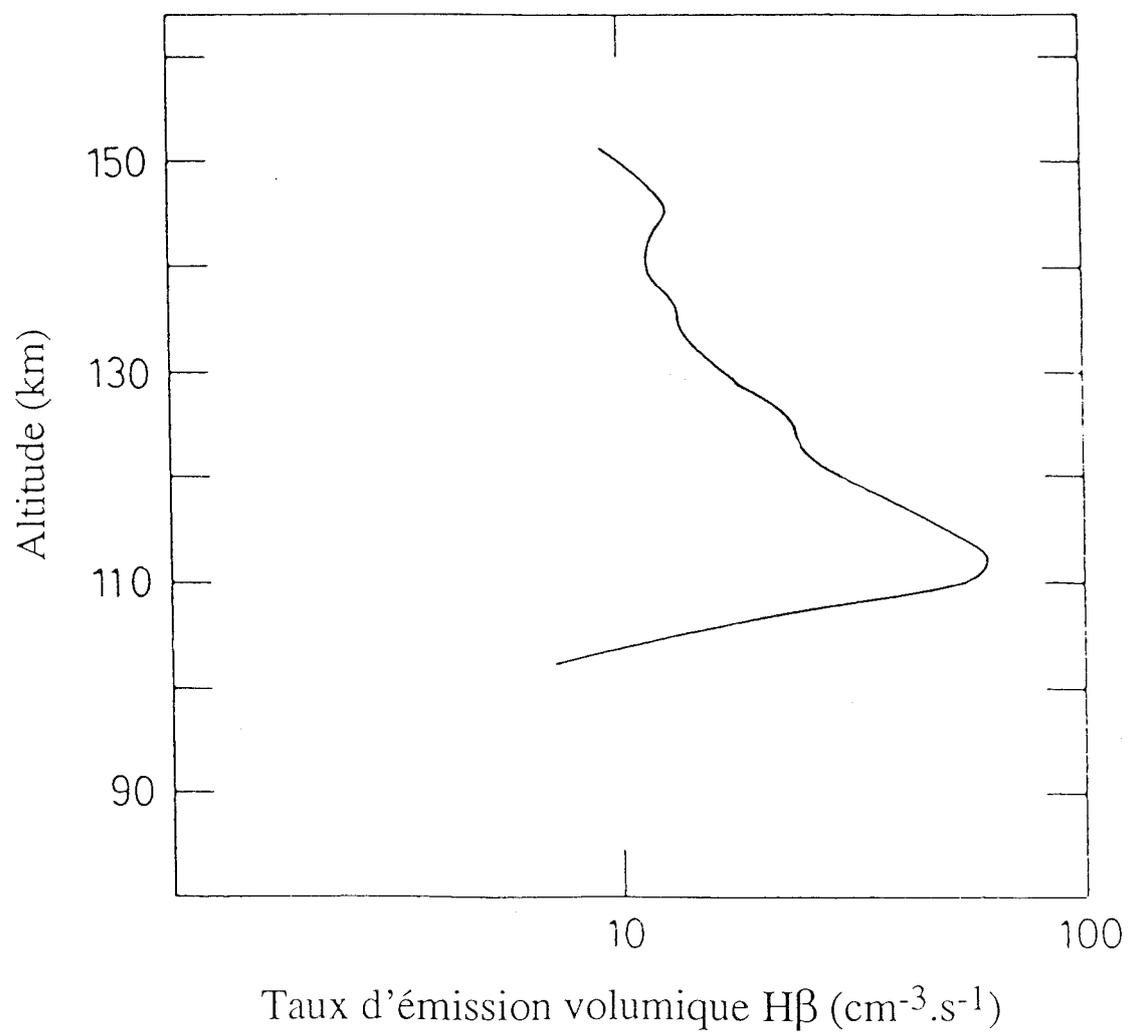


Figure VI.6 : Profil en altitude du taux d'émission volumique H β observé lors de la phase ascensionnelle de la fusée Proton I [Söraas et al., 1974].

Il convient maintenant d'étudier l'influence du modèle d'atmosphère sur le profil d'émission. Dans un premier temps, et à titre de simulation, la densité de N₂ et celle de O₂, majoritaires dans la région du pic d'émission, ont été multipliées par un facteur 2, facteur d'incertitude admissible dans le cadre de ce modèle. Le flux de particules diminue plus rapidement en altitude : l'amplitude du pic diminue, mais son altitude, déjà trop élevée, augmente de 4 km. Dans un deuxième temps, les densités neutres ont été divisées par un facteur 2 : c'est le phénomène inverse qui se produit. La dégradation énergétique est moins importante. L'altitude du pic diminue légèrement, mais son amplitude augmente. En conséquence, l'incertitude du modèle d'atmosphère ne permet pas non plus d'expliquer la différence entre les résultats expérimentaux et théoriques.

Le flux incident en basse énergie, mesuré à 220 km, provient d'un type de détecteur différent de celui utilisé pour déterminer le flux en haute énergie. L'incertitude sur ces données de basse énergie est relativement grande [Söraas, communication personnelle, 1996]. Une autre raison peut aussi être invoquée. Au § VI.1-c-α, la variation des flux mesurés en haute énergie a été observée. A basse énergie, le flux a pu aussi varier, et cela de manière significative.

VI. 2 - RADAR EISCAT / SATELLITE VIKING

En 1986, la communauté EISCAT a participé à des campagnes coordonnées avec les passages du satellite VIKING au-dessus de la région aurorale boréale. Les observations simultanées ont été effectuées approximativement sur la même ligne de force de champ magnétique, la latitude invariante d'EISCAT étant égale à 66,3° : les flux précipitants d'électrons et d'ions positifs ont été mesurés à bord du satellite et leurs effets sur l'ionosphère ont été enregistrés au sol par le radar.

◆ *Le radar EISCAT*

Le radar utilisé est le système émetteur-récepteur UHF localisé à Tromsø en Norvège, à 69,58° N de latitude et 19,21° E de longitude. L'antenne UHF émet un signal de fréquence de 931 Mhz. Lors des campagnes coordonnées avec le satellite VIKING, le radar UHF a été utilisé dans le mode CP1 : l'antenne émettrice est pointée le long de la ligne de force du champ magnétique local valable vers 300 km. Ce mode d'opération fournit le profil en altitude de la densité des électrons et ceux des températures ioniques et électroniques, et cela entre 80 et 450 km d'altitude. De plus amples précisions sur l'expérience radar sont fournies par *Lilensten et al.* [1990].

◆ *Le satellite VIKING*

Le satellite suédois VIKING a été lancé en février 1986 sur une orbite polaire d'inclinaison $98,8^\circ$, d'apogée 13 530 km d'altitude, de périégée 817 km et d'une durée de 4h 22mn. Ce type d'orbite est adaptée à l'étude des phénomènes de haute latitude qui nous intéressent. Les caractéristiques du satellite et des instruments embarqués sont fournies par *Hultqvist* [1987, 1990]. La présente étude utilise les mesures de flux de particules énergétiques enregistrés avec des spectromètres couvrant un domaine d'énergie s'étendant de 10 eV à 40 keV pour les électrons - spectromètre ESP1 - et de 60 eV à 40 keV pour les ions positifs - spectromètres PISP1 et PISP2 - ([*Eliasson*, 1994] et références incluses). PISP1 et PISP2 sont deux détecteurs d'ions positifs sans séparation de masse. Toutefois les particules détectées sont très vraisemblablement des protons, du moins pour la gamme de haute énergie de 1 à 40 keV [*D. Fontaine*, communication personnelle].

◆ *Orbites de conjugaison*

L'exploitation des données conjuguées repose sur la comparaison du profil de densité électronique mesuré par le radar avec celui déterminé à partir des équations de transport. Les flux incidents de particules, électrons et protons, sont fournis par les observations satellitaires. Le couplage entre le code de transport des électrons et celui des protons, ainsi que la détermination du profil de densité électronique, sont exposés au § VI.3-a. Durant l'année 1986, trois campagnes coordonnées ont été réalisées.

Δ *le 27 octobre 1986, correspondant à l'orbite 1364*

Cette orbite a déjà fait l'objet d'une étude approfondie par *Lilensten* [1989] et *Lilensten et al.* [1990]. La donnée du flux incident d'électrons, moyenné sur 2 mn autour de la coordination, suffit, à elle-seule, à obtenir le profil de densité électronique mesuré par EISCAT. Avec les nouvelles données VIKING, le pic du profil de densité électronique mesuré et celui calculé à partir du seul transport des électrons coïncident et l'influence des protons et des protoélectrons est tout à fait négligeable.

Δ *le 1^{er} décembre, correspondant à l'orbite 1556*

Les données EISCAT relatives à cette orbite mettent en évidence, à basse altitude, un chauffage Joule avec une température ionique supérieure à la température électronique [*Lilensten et al.*, 1990]. Cette coordination ne peut pas être exploitée ici, car la résolution des équations de transport des électrons et des protons suppose l'absence de champ électrique. Ce dernier n'a

d'ailleurs pas été mesuré pendant les expériences conjuguées.

Δ le 13 décembre, correspondant à l'orbite 1622

Dans un premier temps, seul le flux incident d'électrons a été pris en compte pour le calcul du profil de densité électronique. Comme la conjugaison rigoureuse entre le radar et le satellite n'a pas eu lieu, il apparaît plus réaliste d'étudier le flux sur deux minutes autour de la conjugaison théorique. Pour cette durée d'étude, les flux minimal et maximal ont été déterminés en fonction de l'énergie. Le flux minimal n'est pas réaliste : ses valeurs, en fonction de l'énergie, sont distribuées selon une droite dans une représentation log-log. En fait, il ne s'agit pas du flux minimal réel, mais des valeurs mesurables les plus faibles. Cela signifie que le flux d'électrons a pu être inférieur à celui obtenu ici. Cette surestimation du flux minimal apparaît clairement sur le profil de densité électronique qu'il engendre en basse altitude. En effet, dans cette région, le profil calculé à partir du flux minimal d'électrons est nettement supérieur à celui mesuré par le radar. A plus haute altitude, le profil mesuré est encadré par les profils déduits des flux minimal et maximal. Dans ces conditions, il n'est pas envisageable d'étudier l'influence du flux de protons sur le profil de densité électronique.

Il n'a pas été possible de valider le code de transport couplé des électrons et des protons dans le cadre des campagnes coordonnées EISCAT/VIKING. Cependant, d'autres expériences de ce type ont été réalisées. *Basu et al.* [1987] et *Sénior et al.* [1987] ont exploité les données du radar à diffusion incohérente Chatanika - situé en Alaska et qui a fonctionné de 1973 à 1982 - et les mesures simultanées des satellites polaires de basse altitude, NOAA 6 et DE 2. Toutefois, ces études n'ont pris en compte, comme particules précipitantes, que les protons. Or, bien que le flux d'énergie mesuré pour les électrons soit faible devant celui des protons, cela ne signifie en aucun cas que les électrons, dont la gamme d'énergie est en général inférieure à celle des protons, n'aient pas d'influence sur le profil de densité électronique. De ce fait, il apparaît préférable de connaître à la fois les flux incidents de protons et d'électrons pour l'analyse des données radar.

Les mesures effectuées lors de campagnes coordonnées avec le radar Chatanika, en particulier les flux d'électrons incidents, ont été demandées, mais nous ne les avons pas encore reçues à ce jour. Cependant, l'ensemble de ces mesures est stocké dans la base de données du *World Data Center* américain (WDC-A) à Boulder. Leur accès me sera plus aisé l'année prochaine dans le cadre d'un travail post-doctoral que j'effectuerai au HAO. Dans cette attente, une étude théorique préliminaire de l'influence des protons énergétiques sur le profil de densité électronique, lors de précipitations couplées électrons-protons dans la région de Svalbard, est proposée dans le paragraphe suivant § IV.3.

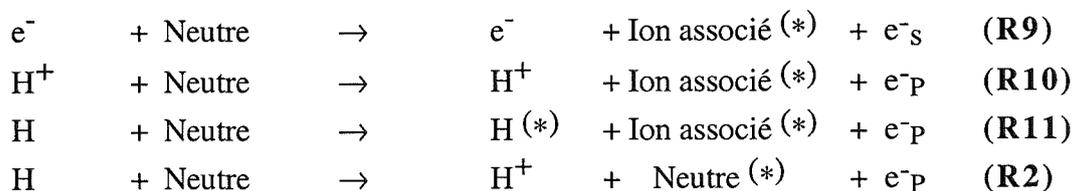
VI. 3 - TRANSPORT COUPLE A ESR

Les précipitations de particules énergétiques étant le plus souvent constituées à la fois d'électrons et de protons, il est nécessaire de prendre en considération le transport de ces deux types de particules énergétiques pour déterminer le profil de densité électronique, mesurable à l'aide d'un radar.

Il a semblé intéressant d'appliquer l'étude couplée à la région du radar polaire ESR situé à Svalbard à 78°09' N et à 16°03' E. Inauguré en août 1996, il ne sera opérationnel et accessible à la communauté scientifique qu'en novembre de cette même année. Il va rendre possible l'étude de l'ionosphère et de ses perturbations dans la région polaire encore bien mal connue aujourd'hui. Etant à la fois proche du pôle nord géographique et du pôle nord magnétique, la localisation du radar ESR va permettre d'envisager, en parallèle avec les mesures radar, des observations optiques utiles à l'étude de l'activité aurorale, particulièrement côté jour dans les cornets polaires. Ceci est un atout supplémentaire du nouveau radar polaire, par rapport à celui, plus ancien, construit à Søndrestrøm. Néanmoins, avant de présenter les résultats obtenus pour des flux incidents précipitant au-dessus de l'archipel de Svalbard, il apparaît nécessaire de décrire le couplage entre les deux codes de transport, celui des électrons et celui des protons.

VI. 3 - a) Théorie

Lors de précipitations d'électrons et de protons énergétiques, plusieurs types de réactions peuvent conduire à la production d'électrons. Il s'agit, d'une part, des réactions d'ionisation affectant les particules hydrogénées et les électrons et, d'autre part, des réactions d'arrachement :



A ces réactions, il faut aussi ajouter les réactions de photoionisation conduisant à la production d'un électron après ionisation d'un neutre par un photon solaire. La notion d'**électron primaire** doit être rappelée ici. Elle désigne soit un électron précipitant, soit un

électron produit après collision entre un neutre et une particule énergétique autre qu'un électron : un protoélectron issu de la réaction (R10) ou (R11) ou (R2), ou un photoélectron. Les électrons primaires constituent une source directe d'électrons énergétiques précipitant au sommet de l'atmosphère ou présente à tout autre niveau d'altitude. Dans l'équation de transport (II.16) appliquée aux électrons, la source de protoélectrons et de photoélectrons est représentée par la fonction $S(s, E, \mu)$. En revanche, c'est dans le terme de collision, ou source interne, que les **électrons secondaires**, produits après ionisation d'un neutre par un électron énergétique, sont pris en compte dans l'équation de transport des électrons.

Le terme de source externe, relatif aux **protoélectrons**, peut être déterminé par la donnée des flux de particules hydrogénées, ces flux étant obtenus après résolution des équations de transport associées à un flux incident de protons. Ce terme source s'exprime en général en $\text{cm}^{-3} \cdot \text{eV}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Sa forme, respectivement pour les protons et pour les atomes d'hydrogène, est la suivante :

$$S_{P \rightarrow e}(s, E_e, \mu_e) = 2\pi \sum_k n_k(s) \int dE' \int d\mu' \cdot \sigma_{k,P}^{\text{ioni}}(E', \mu' \rightarrow E_e, \mu_e) \cdot I_P(s, E', \mu') \quad (\text{VI.4})$$

$$\begin{aligned} S_{H \rightarrow e}(s, E_e, \mu_e) &= 2\pi \sum_k n_k(s) \int dE' \int d\mu' \cdot \sigma_{k,H}^{\text{ioni}}(E', \mu' \rightarrow E_e, \mu_e) \cdot I_H(s, E', \mu') \\ &+ 2\pi \sum_k n_k(s) \int dE' \int d\mu' \cdot \sigma_k^{01}(E', \mu' \rightarrow E_e, \mu_e) \cdot I_H(s, E', \mu') \end{aligned} \quad (\text{VI.5})$$

où E_e et μ_e représentent l'énergie et le cosinus de l'angle d'attaque du protoélectron, tandis que E' et μ' sont associés à la particule énergétique hydrogénée. Les sections efficaces différentielles d'ionisation ou d'arrachement, notées σ , peuvent être supposées isotropiques [Basu et al., 1993]. Dans ces conditions, les fonctions source ne dépendent plus que de l'altitude et de l'énergie des protoélectrons, et les sections efficaces différentielles sont réduites à $\sigma(E', E_e)$ exprimé en général en $\text{cm}^2 \cdot \text{eV}^{-1}$. D'après Basu et al. [1993] :

$$\sigma_{k,X}^{\text{ioni}}(E', E_e) = \sigma_{k,X}^{\text{ioni}}(E') \cdot f(E', E_e) \quad \text{et} \quad \sigma_k^{01}(E', E_e) = \sigma_k^{01}(E') \cdot g(E', E_e) \quad (\text{VI.6})$$

avec $X = P$ ou H .

Les fonctions f et g , exprimées en eV^{-1} , sont normalisées par rapport à l'énergie des protoélectrons, soit :

$$\int h(E_e) \cdot dE_e = 1 \quad \text{avec } h = f \text{ ou } g.$$

Basu et al. [1993] proposent la forme suivante pour f , sous réserve que E' soit inférieure à 150 keV :

$$f(E', E_e) = \frac{1}{E_a} \cdot \exp\left(-\frac{E_e}{E_a}\right) \quad (\text{VI.7})$$

avec $E_a = \frac{\sqrt{V_k^{\text{ioni}} \cdot E' \cdot \gamma}}{\Lambda}$,

V_k^{ioni} étant le potentiel d'ionisation de l'espèce neutre k , $\gamma = \frac{1}{1836}$ et $\Lambda = 0,91$.

Pour $E' = 1 \text{ MeV}$, $f(E', E_e) \approx E'^{-2}$.

Pour ce qui est de la fonction g relative aux réactions d'arrachement, Basu et al. [1993] fournissent la relation suivante :

$$g(E', E_e) = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{\pi}{\gamma \cdot \beta \cdot E'}} \cdot (\text{erf}(A \cdot (1+B)) - \text{erf}(A \cdot |1-B|)) \quad (\text{VI.8})$$

avec $A = \sqrt{\frac{E_e}{B}}$, $B = \sqrt{\frac{E' \cdot \gamma}{E_e}}$ et $\beta = 1 \text{ eV}$.

La fonction erreur erf a pour définition :

$$\text{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^u \exp(-z^2) \cdot dz.$$

Ainsi, le terme de source directe, obtenu en aval du code de transport des protons et considéré en entrée du code de transport des électrons, permet de prendre en compte la dégradation des protoélectrons interagissant avec les neutres et les électrons thermiques de l'atmosphère. La forme de ce terme se réduit à :

$$S(z, E_e) = \sum_{X=P,H} \sum_k n_k(s) \cdot \int dE' \cdot \sigma_{k,X}^{\text{ioni}}(E') \cdot f(E', E_e) \cdot \int d\mu' \cdot I_X(s, E', \mu') \\ + \sum_k n_k(s) \cdot \int dE' \cdot \sigma_k^{01}(E') \cdot g(E', E_e) \cdot \int d\mu' \cdot I_H(s, E', \mu') \quad (\text{VI.9})$$

En vue de déterminer la densité électronique dans l'ionosphère, il faut préalablement calculer le **taux de production électronique Prion** engendré par les précipitations couplées

d'électrons et d'ions. Ce taux est représentatif de la production des électrons obtenus par collisions entre les particules énergétiques et les neutres ambiants, *i.e.* les protoélectrons et les électrons secondaires. En conséquence :

$$\text{Prion}(s) = P_{\text{P}}^{\text{ioni}}(s) + P_{\text{H}}^{\text{ioni}}(s) + P_{\text{H}}^{\text{O1}}(s) + P_{\text{e}}^{\text{ioni}}(s) \quad (\text{VI.10})$$

Les trois premiers termes du second membre de la relation (VI.10), relatifs à la production des protoélectrons, sont déterminés à partir des flux de particules hydrogénées énergétiques et leur calcul est explicité par la relation (IV.19). Une formule analogue, mais tenant compte du flux énergétique et des sections efficaces d'ionisation entre un électron et un neutre, permet la détermination du taux de production des électrons secondaires, *i.e.* du dernier terme du membre de droite de la relation (VI.10).

Sous des conditions aurorales modérées, en l'absence de champ électrique, la **densité électronique** est reliée directement au taux de production électronique *via* un coefficient de recombinaison α_{eff} :

$$N_{\text{e}} = \sqrt{\frac{\text{Prion}}{\alpha_{\text{eff}}}} \quad (\text{VI.11})$$

avec $\alpha_{\text{eff}} = 2,5 \cdot 10^{-6} \cdot \exp\left(\frac{-z}{51,2}\right)$ exprimé en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ et z , l'altitude en km [Oran *et al.*, 1981].

La relation (VI.11) est applicable à une région de l'atmosphère comprise entre 90 et 180 km d'altitude environ. A plus haute altitude, ou sous des conditions perturbées, il est nécessaire de prendre en compte un modèle de chimie complet ainsi que des phénomènes de diffusion.

La détermination du profil de densité électronique perturbé sous l'effet de précipitations couplées requiert l'utilisation de deux codes de transport, l'un associé aux électrons, l'autre relatif aux protons. Le deuxième, développé lors de ce travail, a été longuement décrit au cours du chapitre III. Le premier est celui initié par Stamnes [1981] pour un *bi-faisceau* - flux ascendant et flux descendant - et généralisé à un flux multi-faisceau, auquel a été adjoint la contribution des photons. Ce code a été largement validé lors d'expériences en laboratoire ou *in-situ*, pour l'atmosphère terrestre [Lummerzheim et Liliensten, 1994]. Par ailleurs, ce code prend en compte la dégradation des électrons secondaires. Le couplage entre les deux codes de transport est réalisé par l'intermédiaire du flux énergétique de protoélectrons. Le taux de production électronique total est obtenu en sommant ceux fournis par chaque code (cf. (VI.10)). Les résultats obtenus, appliqués à l'ionosphère polaire dans la région de Svalbard, sont présentés dans le paragraphe suivant § VI.3-b.

VI. 3 - b) Résultats et discussion

Les régions polaires subissent parfois des bombardements intenses de protons solaires très énergétiques : leur spectre peut s'étendre bien au-delà de 100 MeV. Cependant, la récurrence de tels phénomènes est mal connue. Au-dessus des cornets polaires, ce sont, le plus souvent, des précipitations douces d'électrons et de protons qui ont lieu. Les particules chargées pénètrent directement par les ouvertures de la magnétosphère au niveau des pôles et rencontrent rapidement l'atmosphère dense terrestre, n'ayant pas le temps d'être accélérées comme celles provenant du feuillet neutre et précipitant dans les régions aurales. Des mesures de flux de particules ont été effectuées, dans les régions polaires, à bord des satellites DMSP-F6 et F7 [Gussenhoven et Brautigam, 1994]. Le **flux incident d'électrons**, représentatif de ces mesures, a ainsi été choisi égal à une maxwellienne centrée autour de 300 eV et celui **de protons**, à une maxwellienne centrée autour de 3 keV. Ces deux flux incidents sont supposés isotropes. D'après Strickland et al. [1993], le flux d'énergie associé aux protons atteint en moyenne 20 à 25 % de celui des électrons : le premier a été pris égal à $1 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$, et le deuxième à $4 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$.

L'étude prospective qui est proposée ici fait appel au modèle d'atmosphère fourni par MSIS 90 pour le premier janvier 1997, dans des conditions calmes ($A_p = 20$ et $f_{10,7} = 80$) au-dessus du radar polaire ESR. A cette époque de l'année, l'archipel de Svalbard est à l'abri des rayons solaires : le flux de photoélectrons est donc nul. Les seules sources d'énergie sont les électrons et les protons précipitants. Ces derniers génèrent, à chaque niveau d'altitude, un flux de protoélectrons, dont la détermination a été exposée au paragraphe précédent § VI.3-a.

La *figure VI.7* présente les **fonctions source de protoélectrons** en fonction de l'énergie de ces derniers et à une altitude de 120 km. Ces électrons sont produits par collision entre un neutre et une particule hydrogénée. La fonction source relative à une ionisation est supposée indépendante de l'état de charge de la particule énergétique ; de plus, un électron peut aussi être produit lors d'une réaction d'arrachement. Par conséquent, les atomes d'hydrogène génèrent un taux plus important de production d'électrons, par rapport aux protons. Par ailleurs, l'énergie moyenne d'un protoélectron est comprise entre 1 eV et 110 eV, pour des flux de particules hydrogénées d'énergie variant de 0,1 à 200 keV (cf. § III.1) : à 3 keV, l'énergie moyenne est de l'ordre de 10 eV. Au regard de la *figure VI.7*, les fonctions source de protoélectrons ont encore des valeurs élevées au-dessous de 1 eV. Cette disparité entre l'énergie moyenne des protoélectrons et les fonctions source est à rapprocher de l'écart-type relatif à l'énergie moyenne : lors d'une réaction d'ionisation, cet écart-type atteint une valeur égale à celle de l'énergie moyenne (cf. § III.1).

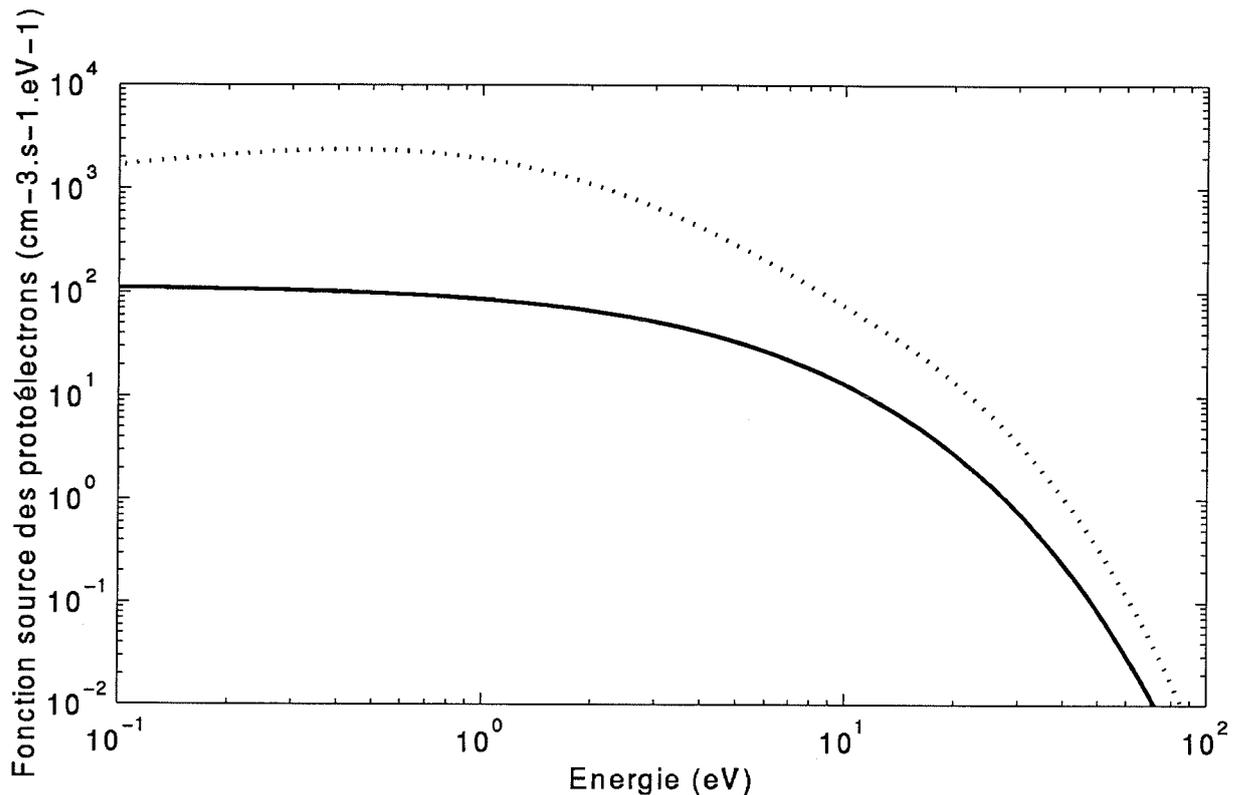


Figure VI.7 : Fonction source des protoélectrons générés par collision d'un atome d'hydrogène avec un neutre ('.....') ou par collision d'un proton avec un neutre ('—'), à une altitude de 120 km.

La **production électronique** a été étudiée pour trois configurations : lors de précipitations d'électrons, lors de précipitations de protons et lors de précipitations combinées électrons/protons. Les profils du taux de production électronique obtenus pour ces trois configurations sont représentés sur la *figure VI.8*. Lorsque la source d'énergie incidente est un **flux pur d'électrons**, centré en 300 eV, l'altitude du pic d'ionisation est relativement élevée, au voisinage de 160 km. Les électrons produits sont des électrons secondaires, issus de collisions entre un électron précipitant et un neutre ambiant. Dans ce cas, il n'y a pas de source externe.

Lorsque le flux incident est un **flux pur de protons**, deux types d'électrons sont produits : des protoélectrons, électrons primaires, et des électrons secondaires créés par les premiers. Les protoélectrons ont des énergies relativement faibles, inférieures à 50 eV pour la plupart (cf. *figure VI.7*) : l'ionisation des neutres par ces électrons ne va pas être la réaction dominante. Les résultats obtenus le confirment : le taux de production des électrons secondaires est plus de 100 fois plus faible que celui des électrons primaires. Le profil d'ionisation relatif à un flux incident de protons n'est donc représentatif que du flux de protoélectrons, les électrons secondaires étant négligeables.

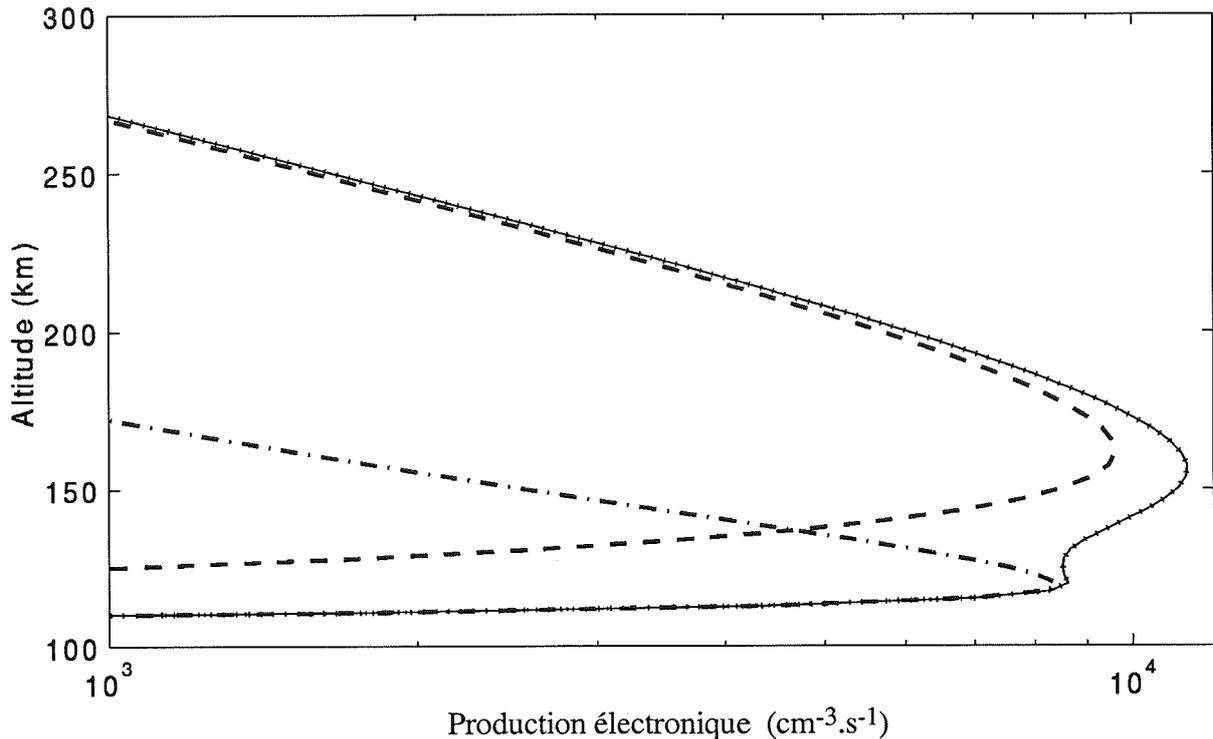


Figure VI.8 : Profils, en altitude, du taux de production électronique, relatifs à un flux incident pur d'électrons ('- - - -'), à un flux incident pur de protons ('- . . . -') et à un flux incident combiné électrons/protons ('——'). En pointillé, est représenté le profil obtenu en sommant les taux de production associés au flux incident pur d'électrons et à celui pur de protons.

L'altitude du pic associé à ce profil est d'environ 120 km, plus faible que l'altitude obtenue pour la première configuration : bien que, à une énergie moyenne égale, un flux de protons se dépose à plus haute altitude qu'un flux d'électrons [Rees, 1989], les protons incidents sont ici nettement plus énergétiques que les électrons précipitants. Il faut noter aussi que **les pics de production ont une amplitude du même ordre, malgré le fait que le flux d'énergie de protons ne représente que 20 % de celui des électrons** : le flux de protons dépose son énergie à une altitude plus faible, c'est-à-dire dans une région plus dense de l'atmosphère.

Le taux de production total déterminé pour un **flux combiné de protons et d'électrons** est égal à la somme des taux de production associés aux deux premières configurations étudiées, comme le montre la *figure VI.8*. La raison d'un tel résultat s'explique par le fait que le flux d'électrons secondaires générés par les protoélectrons est négligeable. Les électrons créés par un faisceau incident combiné sont principalement des protoélectrons et des électrons secondaires produits par les électrons précipitants. Les protoélectrons sont nettement moins énergétiques que

les électrons précipitants (cf. *figure VI.7*), ce qui rejoint les conclusions de *Strickland et al.* [1993] (cf. § I.4-b). Par ailleurs, comme l'altitude de déposition des protons et des électrons est relativement différente, l'effet des protons par rapport à celui des électrons est visible sur le profil du taux de production relatif au flux combiné.

Les profils de **densité électronique** obtenus pour les trois configurations sont présentés sur la *figure VI.9*. La relation (VI.11) permet de déterminer la densité à partir du taux de production électronique. Plus l'altitude est grande, plus faible est le coefficient α_{eff} , et donc, plus grande est la densité électronique pour un taux de production donné. C'est pour cette raison que le pic de densité du profil relatif au flux pur d'électrons a une amplitude presque deux fois plus importante que celle associée au flux pur de protons, bien que les pics de production soient du même ordre. Néanmoins, l'influence des protons précipitants sur le profil de densité est significative au-dessous de 130 km : les protons déposent leur énergie dans une région suffisamment basse, là où les électrons n'agissent plus sur la production électronique. Il faut rappeler qu'ici, le flux incident d'électrons, valable dans la région du radar ESR, a été pris centré en 300 eV.

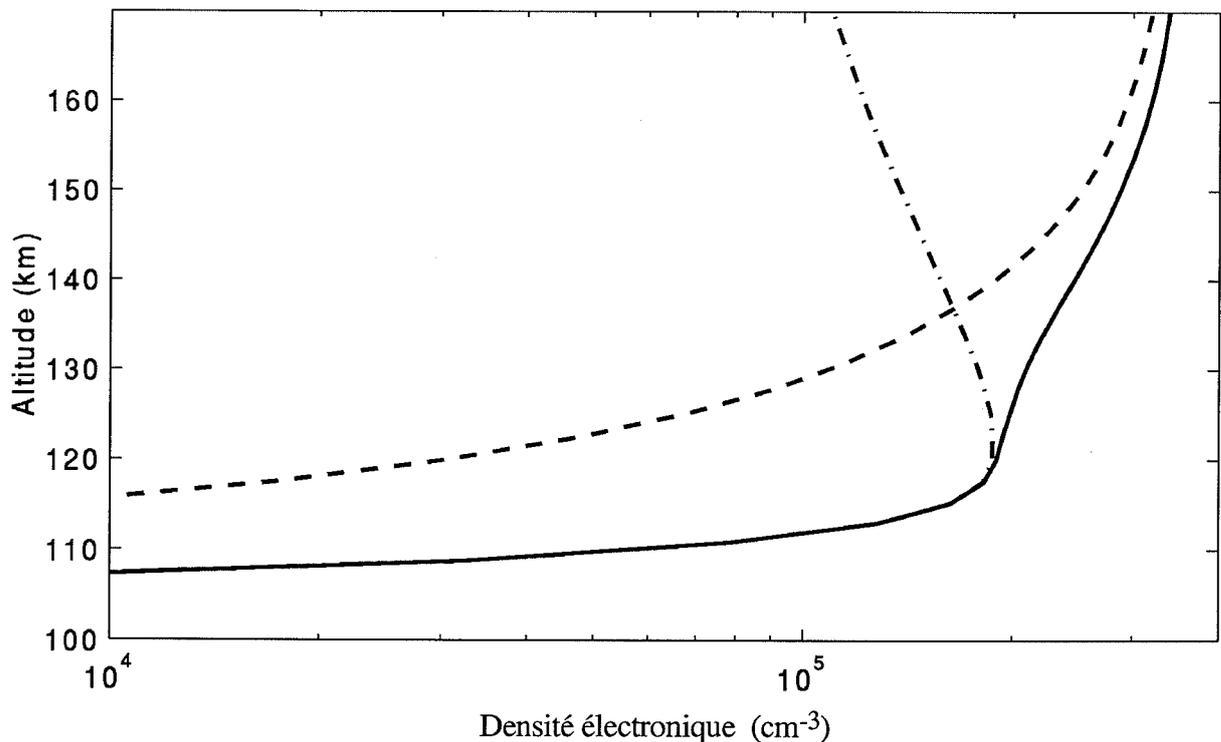


Figure VI.9 : Profils, en altitude, de la densité électronique, relatifs à un flux incident pur d'électrons ('- - - -'), à un flux incident pur de protons ('- . . . -') et à un flux incident combiné électrons/protons ('——').

Des mesures de particules effectuées à bord de la fusée Proton I ont été comparées aux flux obtenus à partir du code de transport des protons. De cette comparaison, il a pu être montré que :

- la dégradation énergétique, prise en compte dans le code de transport par l'intermédiaire de forces dissipatives, est modélisée de façon satisfaisante.

- les redistributions angulaires que peuvent subir les particules hydrogénées d'énergie supérieure à 20 keV n'ont pas d'influence significative sur les flux descendants en basse altitude, au-dessous de 145 km.

Par ailleurs, une disparité entre le profil en altitude de l'émission H β et les flux de particules mesurés à basse énergie a été soulignée et discutée.

L'étude de l'influence des protons lors des campagnes coordonnées entre le radar EISCAT et le satellite VIKING n'a pas pu être envisagée. Des données relatives à d'autres expériences coordonnées devraient être analysées prochainement. En attendant, et dans le cadre d'une étude prospective, le code couplé permettant de décrire la dégradation d'un faisceau d'électrons et de protons a été appliqué dans la région du radar polaire ESR. Ce travail préliminaire montre que les protoélectrons ont des énergies relativement faibles : le flux d'électrons secondaires qu'ils engendrent est négligeable. L'effet d'un flux de protons lors de précipitations combinées sur le profil de densité électronique est d'autant plus perceptible que les énergies moyennes des flux incidents d'électrons et de protons sont différentes.

CONCLUSION

CONCLUSION et PERSPECTIVES

La résolution des équations de transport permet l'étude la plus complète de l'interaction d'un faisceau de protons avec l'atmosphère. Jusqu'à présent, les codes de transport ne modélisaient que la dégradation énergétique subie par les particules hydrogénées et négligeaient toute redistribution angulaire tant d'origine collisionnelle que d'origine magnétique. L'objet de ce travail a consisté à élaborer une méthode permettant d'intégrer ces différents processus jusqu'alors délaissés. Leur effet avait pourtant été constaté : le décalage vers le rouge observé sur des profils Doppler de raies caractéristiques de l'atome d'hydrogène témoigne de flux ascendants générés lors de précipitations de protons.

Redémontrer l'équation de Boltzmann étendue aux systèmes dissipatifs a permis de mieux cerner sa portée et a constitué un des moments les plus vivifiants de ce travail. C'est d'ailleurs dans le cadre de cette démarche que la résolution imaginée ici pour le système d'équations de transport des protons puise son origine. C'est pourquoi j'aimerais, une dernière fois, m'y attarder quelque peu.

Pour décrire l'évolution d'une population quelconque de particules dans un plasma, l'équation de transport qui est le plus souvent proposée dans la littérature est la suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{r}} f + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{v}} f = \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)_{\text{coll}} \quad (\text{C.1})$$

Parfois, est ajouté, dans le membre de droite, un terme supplémentaire permettant de tenir compte de sources externes.

L'équation (C.1) n'est valable que dans le cas **conservatif**. C'est à cette équation restrictive que se réfèrent toutes les résolutions proposées dans la littérature à propos des protons.

Au cours de ce travail, l'équation de transport qui a été redémontrée est celle, plus générale, applicable aussi au cas **dissipatif** :

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \vec{\mathbf{v}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{\mathbf{r}}} \mathbf{f} + \frac{1}{\mathbf{m}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{\mathbf{v}}} (\vec{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{f}) = \left(\frac{\delta \mathbf{f}}{\delta t}\right)_{\text{coll}} \quad (\text{C.2})$$

Pour les systèmes conservatifs, le troisième terme du membre de gauche de (C.2) se réduit à celui de l'équation (C.1).

La résolution proposée ici pour résoudre les équations de transport des protons s'appuie sur l'équation de transport générale (C.2). L'originalité de cette résolution réside dans l'introduction de forces dissipatives pour tenir compte de la dégradation énergétique. Ainsi, **une partie de l'opérateur de collisions** est transférée dans le troisième terme de l'équation (C.2) :

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \vec{\mathbf{v}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{\mathbf{r}}} \mathbf{f} + \frac{1}{\mathbf{m}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{\mathbf{v}}} (\vec{\mathbf{F}} \cdot \mathbf{f}) = \left(\frac{\delta \mathbf{f}}{\delta t}\right)_{\text{coll}} \quad (\text{C.3})$$


La nouvelle forme alors obtenue pour les équations de transport des protons permet la prise en compte des redistributions angulaires, sans empêcher ni sérieusement compliquer la résolution du système. L'approche choisie a pu être testée grâce au développement d'un code de transport.

Les résultats générés par ce code, et par là même la résolution adoptée, ont été validés, dans le cas simplifié - sans redistribution angulaire -, par comparaison avec les résultats du code le plus récent qui tient compte de l'aspect discret des pertes énergétiques. Par ailleurs, la vérification de la conservation physique de l'énergie a confirmé la confiance qui pouvait être accordée à ce code de transport. Elle a permis aussi de montrer que l'hypothèse de dégradation continue en énergie est encore applicable jusqu'à un niveau aussi bas que 0,1 keV.

Le code ayant été validé dans le cas simplifié, l'étape suivante a été d'analyser l'influence de la réflexion de miroir magnétique sur les flux de particules hydrogénées. Dans un premier temps, une étude sans collision a permis de vérifier la validité du terme numérique représentatif de la réflexion. Cette étude a permis aussi de montrer que l'effet de miroir magnétique permet d'expliquer une partie, au moins, du flux ascendant.

Dans un deuxième temps, le code avec collisions en avant a été utilisé. Au-dessus de 140 km d'altitude, le flux ascendant généré par effet miroir commence à devenir significatif. Toutefois,

les grandeurs intégrées, tels les taux de production d'ionisation et d'émission, ne sont affectées, au-dessous de 200 km, que par un facteur inférieur à 10 %. De plus, bien que la réflexion magnétique ne s'applique qu'aux particules chargées, un flux ascendant d'atomes d'hydrogène est obtenu par réactions de capture. Une composante vers le rouge est observée sur le profil Doppler de la raie H α calculée selon le zénith magnétique, corroborant ainsi les mesures de ce profil effectuées depuis le sol. Ces dernières ne fournissent néanmoins que des informations non calibrées et intégrées en altitude. Toutefois, en étudiant la détectabilité du décalage vers le rouge calculé et en comparant les profils Doppler théoriques avec les observations effectuées depuis le sol, il semble que l'effet de miroir magnétique ne puisse expliquer à lui seul le flux ascendant de particules hydrogénées. Les redistributions angulaires collisionnelles doivent participer activement à la réflexion des particules. A ce stade de l'étude, le recours à des données qui dépendent de l'altitude peut permettre de résoudre une partie de l'énigme concernant l'origine du décalage vers le rouge. En effet, le rayon d'action du miroir magnétique ne descend pas au-dessous de 150 km, alors que les collisions sont prépondérantes à plus basses altitudes.

Des mesures réalisées à bord de la fusée Proton I ont été analysées. La région d'étude étant située à basse altitude, il n'a pas été jugé utile de prendre en compte l'effet de miroir magnétique. La comparaison entre les flux expérimentaux et théoriques en fonction de l'énergie est satisfaisante. Cela permet, une fois de plus, de valider l'hypothèse de dégradation continue admise dans le code de transport. La comparaison qualitative en fonction de l'angle d'attaque montre qu'au-dessous de 145 km, là où les collisions sont les plus nombreuses, les redistributions angulaires n'ont pas d'influence significative sur l'allure, en angle, des flux descendants d'énergie supérieure à 20 keV. Ceci était prévisible au regard des fonctions de perte de diffusion qui sont majoritaires uniquement au-dessous de 1 keV. Des comparaisons à des énergies plus basses sont donc nécessaires pour pouvoir conclure quant au rôle joué par les redistributions angulaires collisionnelles.

Une expérience envisageable qui permettrait de fournir des informations utiles serait l'envoi d'une fusée lors d'une aurore diffuse. Un tel type d'aurore atténue les effets de bord dus aux trajectoires neutres des protons. De plus, la fusée devrait avoir une trajectoire parallèle au champ magnétique local, ce qui n'était pas le cas de la fusée Proton I : une telle trajectoire supprime la variation spatiale du flux incident, variation qui a perturbé l'analyse des données. Des mesures de protons et d'atomes d'hydrogène à basse énergie - domaine où les sections efficaces de diffusion et d'émission H sont dominantes - et en fonction de l'angle fourniraient des résultats précieux sur l'influence des redistributions angulaires collisionnelles qui semble notoire. Une approche théorique peut, elle aussi, être envisagée en vue d'étudier cette influence. Tout est prêt dans le programme de transport pour inclure les réactions de diffusion et les redistributions angulaires lors de processus inélastiques. Toutefois il convient de souligner l'incertitude

importante qui subsiste sur les sections efficaces différentielles, quand elles existent... Des allers et retours entre une étude théorique et des observations pourraient lever le voile sur ces paramètres. Par ailleurs, une autre source de redistribution angulaire, que nous avons négligée jusqu'ici, pourrait aussi avoir une influence sur les flux remontants de particules [Kozelov, 1993] : la convergence des lignes de force du champ magnétique induit, par effet géométrique, une variation de l'angle d'attaque des atomes d'hydrogène. La prise en compte de cette variation devra être considérée afin d'évaluer l'influence de cet effet.

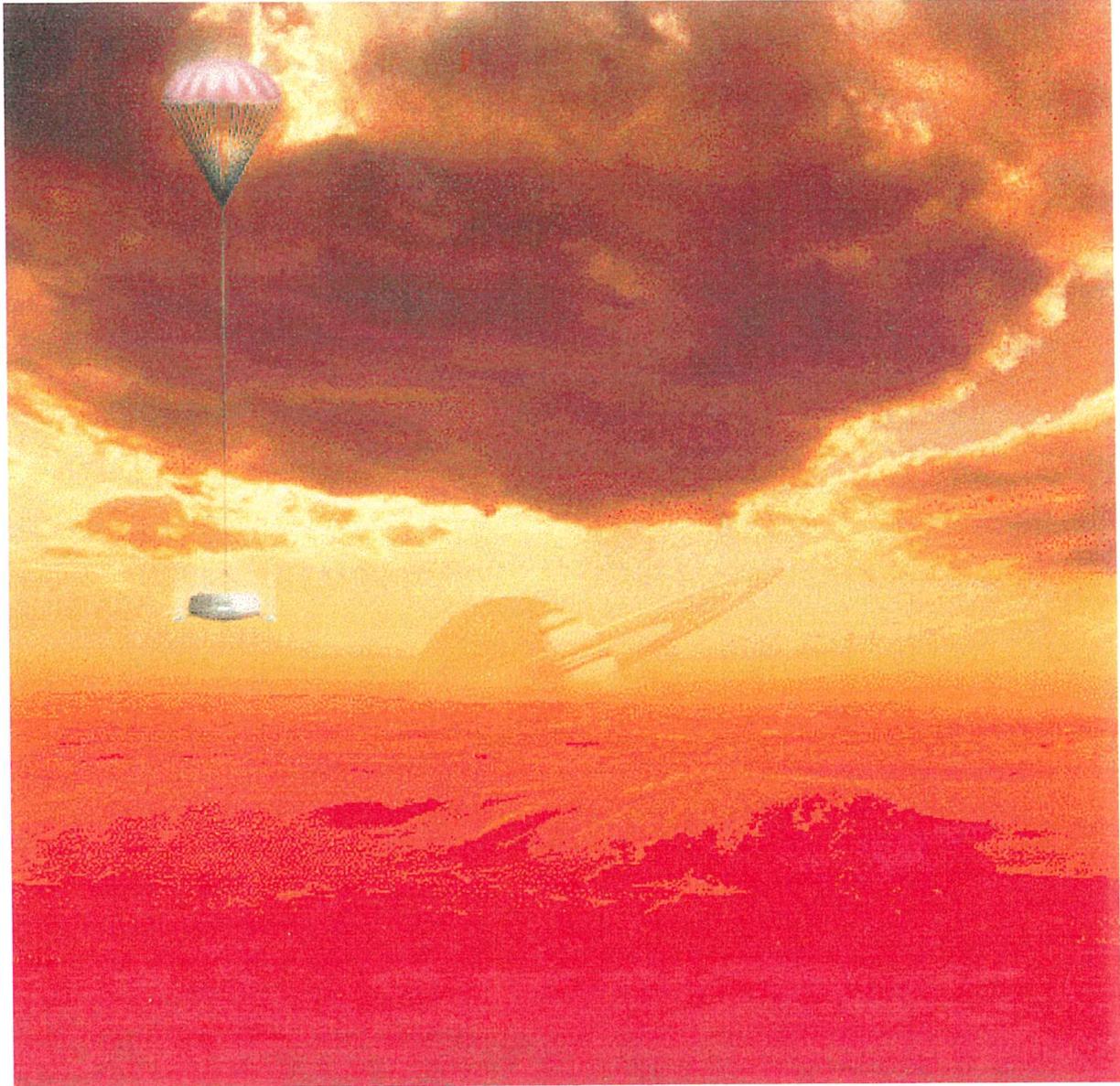
Des comparaisons avec un autre type d'expériences ont été envisagées. Il s'agit d'observations coordonnées entre un radar, mesurant depuis le sol le profil de densité électronique, et un satellite fournissant les flux de particules précipitantes. Ces dernières peuvent être une combinaison d'électrons et de protons : un couplage entre les codes de transport d'électrons et de protons a été mis au point. Il n'a malheureusement pas pu être testé sur les jeux de données EISCAT/VIKING dont nous disposons. Les électrons seuls, variant relativement au cours du temps, suffisent à générer des profils de densité qui encadrent celui mesuré par le radar : la contribution des protons ne peut être étudiée. Néanmoins, le couplage a été appliqué dans la région du radar polaire ESR : pour des énergies moyennes, suffisamment différentes, des flux incidents d'électrons et de protons, l'effet des particules hydrogénées est observable sur le profil de densité. Dans un avenir proche, je devrais pouvoir accéder à de nouveaux jeux de données coordonnées, qui permettront alors de tester le couplage des codes de transport.

Bien que différentes études n'impliquant que le transport de particules énergétiques précipitantes soient intéressantes et envisagées, le code de transport des protons n'est pas une fin en soi : il ne constitue qu'une simple brique de l'ambitieux complexe destiné à la compréhension de l'origine, de l'évolution et des interactions mutuelles des plasmas des environnements planétaires et solaires.

Un couplage *horizontal* avec la population thermique de l'ionosphère permettrait de déterminer l'évolution temporelle de cette population sous l'action de précipitations de particules énergétiques. Le code cinétique de transport fournit le taux de production des ions générés par interaction des particules énergétiques avec les neutres ambiants, ainsi que le chauffage que ces précipitations ont engendré. Le code fluide décrivant les particules thermiques permet, quant à lui, de déterminer les vitesses et températures ioniques, la température électronique, ainsi que la densité électronique - dans des conditions perturbées ou à haute altitude, ce qui n'est pas possible avec le coefficient de recombinaison utilisé au chapitre VI. Ainsi, à partir de la donnée de ces différentes grandeurs physiques, mesurables à l'aide d'un radar, et d'émissions observées au sol de différentes raies, il pourrait être envisagé de retrouver les flux précipitants de particules.

Un couplage *vertical* avec le plasma magnétosphérique concerne les flux de particules vers 800-1000 km. Un tel couplage permettrait de relier les flux de particules mesurés à très haute altitude, là où l'influence du champ magnétique est dominante, aux perturbations observées dans l'ionosphère. Il permettrait de mieux connaître le type de particules précipitantes et leur énergie.

Une troisième dimension peut être envisagée : il s'agit de la dimension planétaire. En effet, la Terre est loin d'être la seule planète à posséder une atmosphère dense et une magnétosphère permettant d'accélérer les particules chargées provenant du vent solaire. Ainsi, des aurores ont été observées sur Jupiter et Saturne. Le code de transport, une fois validé pour l'atmosphère terrestre, pourrait être appliqué à d'autres planètes, ou à des satellites naturels, tel Titan, qui possèdent une atmosphère et subissent le champ magnétique de leur planète mère.



Atitanissage de la sonde Huygens

“The dreams of yesterday are the hope of today and the reality of tomorrow.”

(R. H. Goddard)

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Basu, B., J. R. Jasperse, R. M. Robinson, R. R. Vondrak and D. S. Evans, Linear transport theory of auroral proton precipitation: a comparison with observations, *J. Geophys. Res.*, **92**, 5920, 1987.

Basu, B., J. R. Jasperse and N. J. Grossbard, A numerical solution of the coupled proton-H atom transport equations for the proton aurora, *J. Geophys. Res.*, **95**, 19 069, 1990.

Basu, B., J. R. Jasperse, D. J. Strickland and R. E. Daniell, Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora, 1. Theory, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21 517, 1993.

Bernstein, W., G. T. Inouye, N. L. Sanders and R. L. Wax, Measurements of precipitated 1-20 keV protons and electrons during a breakup aurora, *J. Geophys. Res.*, **74**, 3 601, 1969.

Chamberlain, J. W., Physics of the aurora and airglow, Vol. 2, International geophysics series, *Academic press*, New York, 1961.

Crooks, J. B., and M. E. Rudd, Angular and energy distribution of cross sections for electron production by 50-300-keV-Proton impacts on N₂, O₂, Ne and Ar, *Phys. Rev. A*, **3**, 1628, 1971.

Davidson, G. T., Expected spatial distribution of low-energy protons precipitated in the auroral zones, *J. Geophys. Res.*, **70**, 1061, 1965.

Deehr, C. S., G. G. Sivjee, A. Egeland, K. Henriksen, P. E. Sandholt, R. Smith, P. Sweeney, C. Duncan and J. Gilmer, Ground based observations of F-region aurora associated with the magnetospheric cusp, *J. Geophys. Res.*, **85**, 2185, 1980.

Dubouloz, N., J.-J., Berthelier and J.R. Jasperse, H⁺ ion acceleration in the mid-latitude ionosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 623, 1995.

Eather, R. H., Red shift of auroral hydrogen profiles, *J. Geophys. Res.*, **71**, 5027, 1966.

Eather, R. H., Auroral proton precipitation and hydrogen emissions, *Rev. Geophys.*, **5**, 207, 1967.

Edgar, B. C., W. T. Miles and A. E. S. Green, Energy deposition of protons in molecular nitrogen and applications to proton auroral phenomena, *J. Geophys. Res.*, **78**, 6595, 1973.

Edgar, B. C., H. S. Porter and A. E. S. Green, Proton energy deposition in molecular and atomic oxygen and applications to the polar cap, *Planet. Space Sci.*, **23**, 787, 1975.

Eliasson, L., Satellite observations of auroral acceleration processes, IRF Scientific Report 217, ISSN 0284-1703, Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden, 1994.

Fleischmann, H. H., R. A. Young and J. W. McGowan, Differential charge-transfer cross section for collisions of H⁺ on O₂, *Phys. Rev.*, **153**, 19, 1967.

Fleischmann, H. H., C. F. Barnett and J. A. Ray, Small-angle scattering in stripping collisions of hydrogen atoms having energies of 1-10 keV in various gases, *Phys. Rev. A*, **10**, 569, 1974.

Folkestad, K., EISCAT: an updated description of technical characteristics and operational capabilities, *Radio Sci.*, **18**, 867, 1983.

Gallopoulos, E., and Y. Saad, Efficient solution of parabolic equations by Krylov approximation methods, *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, **13**, 1236, 1992.

Gao, R. S., L. K. Johnson, C. L. Hakes, K. A. Smith and R. F. Stebbings, Collisions of kilo-electron-volt H⁺ and He⁺ with molecules at small angles: absolute differential cross sections for charge transfer, *Phys. Rev. A*, **41**, 5929, 1990.

Giraud, A., et M. Petit, Physique de l'ionosphère, *Presses universitaires de France*, Vendôme, 1975.

Green, A. E. S., and L. R. Peterson, Energy loss functions for electrons and protons in planetary gases, *J. Geophys. Res.*, **73**, 233, 1968.

Gussenhoven, M. S., and D. H. Brautigam, Boundary populations in the polar caps, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **56**, 167, 1994.

Hardy, D. A., M. S. Gussenhoven and D. Brautigam, A statistical model of auroral ion precipitation, *J. Geophys. Res.*, **94**, 370, 1989.

Hardy, D. A., W. McNeil, M. S. Gussenhoven and D. Brautigam, A statistical model of auroral ion precipitation, 2. Functional representation of the average patterns, *J. Geophys. Res.*, **96**, 5539, 1991.

Hedin, A. E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1159, 1991.

Henriksen, K., Variations of proton energy and pitch angle spectra in the upper atmosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **41**, 633, 1979.

Hultqvist, B., The VIKING project, *J. Geophys. Lett.*, **14**, 379, 1987.

Hultqvist, B., The Swedish satellite project VIKING, *J. Geophys. Res.*, **95**, 5749, 1990.

IAGA Working Group, IGRF 1995 : revision, *EOS, AGU*, **77**, p.153, 1996.

Iglesias, G. E., and R. R. Vondrak, Atmospheric spreading of protons in auroral arcs, *J. Geophys. Res.*, **79**, 280, 1974.

Jasperse, J. R., and B. Basu, Transport theoretic solutions for auroral proton and H atom fluxes and related quantities, *J. Geophys. Res.*, **87**, 811, 1982.

Johnson, L. K., R. S. Gao, K. A. Smith and R. F. Stebbings, Absolute differential cross sections for very-small angle scattering of keV H and He atoms by H₂ and N₂, *Phys. Rev. A*, **38**, 2794, 1988.

Johnstone, A. D., The spreading of a proton beam by the atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **20**, 292, 1972.

Kozelov, B. V., and V. E. Ivanov, Monte Carlo calculations of proton-hydrogen atom transport in N₂, *Planet. Space Sci.*, **40**, 1503, 1992.

Kozelov, B. V., Influence of the dipolar magnetic field on transport of proton-H atom fluxes in the atmosphere, *Ann. Geophysicae*, **11**, 697, 1993.

Kozelov, B. V., and T. V. Kozelova, Charge loss of proton flux as an additional source of plasma in F₂ region, Poster, *submitted to Annales Geophysicae*, 1994.

Kozelov, B. V., and V. E. Ivanov, Effective energy loss per electron-ion pair in proton aurora, *Ann. Geophysicae*, **12**, 1071, 1994.

Lilensten, J., Résolution de l'équation de transport et applications dans le plasma ionosphérique, thèse de doctorat, Inst. Natl. Polytech. de Grenoble, Grenoble, France, 1989.

Lilensten, J., D. Fontaine, W. Kofman, L. Eliasson, C. Lathuillere and E. S. Oran, Electron energy budget in the high-latitude ionosphere during VIKING/EISCAT coordinated measurements, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6081, 1990.

Lummerzheim, D., and J. Lilensten, Electron transport and energy degradation in the ionosphere: evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Ann. Geophysicae*, **12**, 1039, 1994.

McNeal, R. J., and J. H. Birely, Laboratory studies of collisions of energetic H⁺ and hydrogen with atmospheric constituents, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **11**, 633, 1973.

Menvielle, M., and A. Berthelier, The K-derived planetary indices: description and availability, *Rev. Geophys. Space Phys.*, **29**, 415, 1991.

Miller, J. H., and A. E. S. Green, Proton energy degradation in water vapor, *Radiat. Resear.*, **54**, 343, 1973.

Miller, J. R., and G. G. Shepherd, Rocket measurements of H β production in a hydrogen aurora, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4987, 1969.

Miller, J. R., and B. A. Whalen, Characteristics of auroral proton precipitation observed from sounding rockets, *J. Geophys. Res.*, **81**, 147, 1976.

Moler, C. B., and C. F. Van Loan, Nineteen dubious ways to compute the exponential of a matrix, *SIAM Review*, **20**, 801, 1978.

Newman, J. H., Y. S. Chen, K. A. Smith and R. F. Stebbings, Differential cross sections for scattering of 0.5-, 1.5, and 5.0-keV hydrogen atoms by He, H₂, and O₂, *J. Geophys. Res.*, **91**, 8947, 1986.

Omholt, A., The optical aurora, *Springer-Verlag*, Berlin, 1971.

Oran, E. S., V. B. Wickwar, W. Kofman and A. Newman, Auroral plasma lines: a first comparison of theory and experiment, *J. Geophys. Res.*, **86**, 199, 1981.

Prangé, R., S. Maurice, W. M. Harris, D. Régo, G. E. Ballester and T. Livengood, Comparison of IUE and HST diagnostic of the jovian aurorae, submitted to *J. Geophys. Res. - Planets*.

Porter, H. S., and A. E. S. Green, Comparison of Monte Carlo and continuous slowing-down approximation treatments of 1-keV proton energy deposition in N₂, *J. Appl.*

Phys., **46**, 5030, 1975.

Rees, M. H., A. E. Belon and G. J. Romick, The systematic behavior of hydrogen emission in the aurora-I, *Planet. Space Sci.*, **5**, 87, 1961.

Rees, M. H., and P. C. Benedict, Auroral proton oval, *J. Geophys. Res.*, **75**, 4763, 1970.

Rees, M. H., Spectroscopic diagnostics of the formation of auroral arcs, Physics of auroral arc formation geophysical monograph series, Vol. 25, *American Geophysical Union*, 1981.

Rees, M. H., On the interaction of auroral protons with the earth's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, **30**, 463, 1982.

Rees, M. H., Physics and chemistry of the upper atmosphere, Cambridge atmospheric and space science series, *Cambridge university press*, Cambridge, 1989.

Rich, F. J., D. A. Hardy, R. H. Redus and M. S. Gussenhoven, Northward IMF and patterns of high-latitude precipitation and field-aligned currents: the February 1986 storm, *J. Geophys. Res.*, **95**, 7893, 1990.

Romick, G. J., and R. D. Sharp, Simultaneous measurements of an incident hydrogen flux and the resulting hydrogen Balmer Alpha emission in an auroral hydrogen arc, *J. Geophys. Res.*, **72**, 4791, 1967.

Rudd, M. E., Energy and angular distributions of secondary electrons from 5-100 keV-proton collisions with hydrogen and nitrogen molecules, *Phys. Rev. A*, **20**, 787, 1979.

Saad, Y., Analysis of some Krylov subspace approximations to the matrix exponential operator, *SIAM J. Nume. Anal.*, **29**, 208, 1992.

Senior, C., J. R. Sharber, O. de la Beaujardière, 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 2/NOAA 6 comparison, *J. Geophys. Res.*, **92**, 2477, 1987.

Sharp, R. D., R. G. Johnson, M. F. Shea and G. B. Shook, Satellite measurements of precipitating protons in the auroral zone, *J. Geophys. Res.*, **72**, 227, 1967.

Sharp, R. D., D. L. Carr and R. G. Johnson, Satellite observations of the average properties of auroral particle precipitations: latitudinal variations, *J. Geophys. Res.*, **74**, 4618, 1969.

Shen, D., Proton transport and auroral optical emissions, Ph. D. thesis, Geophysical Institute, Univ. of Alaska, Fairbanks, U.S.A., 1993.

Sidje, R. B., Parallel algorithms for large sparse matrix exponentials, Ph. D. thesis, Université de Rennes 1, France, 1994.

Sidje, R. B., EXPOKIT, Software package for computing matrix exponentials, *Subm. to ACM TOMS*, 1996.

Singh, V., and R. P. Singhal, Binary encounter calculations of proton energy deposition in N₂, *J. Geophys. Res.*, **83**, 1655, 1978.

Singh, V., and B. N. Dwivedi, Proton loss function in atomic oxygen, *Ind. J. Radio Space Phys.*, **9**, 127, 1980.

Singh, V., Energy loss of protons in the molecular oxygen, *Planet. Space Sci.*, **29**, 261, 1981.

Söraas, F., H. R. Lindalen, K. Måseide, A. Egeland, T. A. Sten and D. S. Evans, Proton precipitation and the H β emission in a postbreakup auroral glow, *J. Geophys. Res.*, **79**, 1851, 1974.

Söraas, F., K. Måseide, P. Torheim and K. Aarsnes, Doppler-shifted auroral H β emission: a comparison between observations and calculations, *Ann. Geophysicae*, **12**, 1052, 1994.

Stamnes, K., On the two-stream approach to electron transport and thermalization, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2 405, 1981.

Stamnes, K., and M. H. Rees, Heating of thermal ionospheric electrons by suprathermal electrons, *Geophys. Res. Lett.*, **10**, 309, 1983a.

Stamnes, K., and M. H. Rees, Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature, *J. Geophys. Res.*, **88**, 6301, 1983b.

Strickland, D. J., R. E. Daniell, J. R. Jasperse and B. Basu, Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora, 2. Model results, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21 533, 1993.

Swartz, W. E., J. S. Nisbet, A. E. S. Green, Analytic expression for the energy-transfer rate from photoelectrons to thermal-electrons, *J. Geophys. Res.*, **76**, 8425, 1971.

Toburen, L. H., Distributions in energy and angle of electrons ejected from molecular nitrogen by 0.3-to 1.7-MeV protons, *Phys. Rev. A*, **3**, 216, 1971.

Van Zyl, B., H. Neumann, T. Q. Le and R. C. Amme, H+N₂ and H+O₂ collisions: experimental charge-production cross sections and differential scattering calculations, *Phys. Rev. A*, **18**, 506, 1978.

Van Zyl, B., and H. Neumann, H α and H β emission cross sections for low-energy H and H⁺ collisions with N₂ and O₂, *J. Geophys. Res.*, **85**, 6006, 1980.

Van Zyl, B., M. W. Gealy and H. Neumann, Prediction of photon yields for proton aurorae in an N₂ atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **89**, 1701, 1984.

Vegard, L., Hydrogen showers in the auroral region, *Nature*, **144**, 1089, 1939.

Vegard, L., Emission spectra of night sky and aurora, Reports of the Gassiot Committee, 82, *The Physical Society London*, 1948.

Vondrak, R. R., and M. J. Baron, Radar measurements of the latitudinal variations of auroral ionization, *Radio Sci.*, **11**, 939, 1976.

Wickwar, V. B., M. J. Baron and R. D. Sears, Auroral energy input from energetic electrons and joule heating at Chatanika, *J. Geophysic. Res.*, **80**, 4364, 1975.

Wiens, R. H., and A. Vallance Jones, Studies of auroral hydrogen emissions in west-central Canada, III. Proton and electron auroral ovals, *Can. J. Phys.*, **47**, 1493, 1969.

Yousif, F. B., J. Geddes and H. B. Gilbody, Balmer α emission in collisions of H, H⁺, H₂⁺ with N₂, O₂ and H₂O, *J. Phys. B*, **19**, 217, 1986.

AUTRES ARTICLES OU OUVRAGES CONSULTES

Abramowitz, M., and I. A. Stegun, Handbook of mathematical functions, *National bureau of standards applied mathematics series*, third printing, Washington, pp. 916, 1964.

Davis, P. J., and P. Rabinowitz, Methods of numerical integration, *Academic press*, second edition, New York, pp. 87-117, 1984.

Delcroix, J.-L., et A. Bers, Physique des plasmas, Tomes 1 et 2, *InterEditions / CNRS Editions*, Paris, 1994.

Golub, G. H., and C. F. Van Loan, Matrix computations, *The Johns Hopkins University Press*, Baltimore, second edition, 1989.

ANNEXES

ANNEXES

Annexe 1 - Strongly Enhanced Incoherent-Scatter Plasma Lines in Aurora....	221
Annexe 2 - Enhanced Incoherent Scatter Plasma Lines	235
Annexe 3 - Détermination du profil de la température de plasma sur Jupiter .	263
Annexe 4 - The Ionosphere of Titan: Ideal diurnal and nocturnal cases.....	271

Strongly enhanced incoherent-scatter plasma lines in aurora

Sheila Kirkwood and Hans Nilsson

Swedish Institute of Space Physics, Kiruna, Sweden

Jean Lilensten and Marina Galand

Centre d'Etudes des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques-ENSIEG, St. Martin d'Heres Cedex, France

Abstract. Observations of incoherent-scatter plasma-line intensities, measured in the *E*-region with the European Incoherent Scatter UHF radar, during auroral precipitation, are presented. Intensities up to 200 times the thermal level were observed in a restricted frequency interval from 5.5 to 6.5 MHz. Intensities were lower at both higher and lower frequencies. The intensities are compared with quantitative estimates based on model suprathermal electron fluxes for the prevailing conditions. The minimum in suprathermal electron fluxes between 2 and 4 eV, which is caused by the excitation of vibrational levels in N_2 , is found to result in a minimum in expected plasma-line damping and a maximum in intensity between 5.5 and 6.5 MHz, for the EISCAT UHF wavelength. Good agreement is found between the calculated and observed intensities.

Introduction

Incoherent-scatter plasma lines are a somewhat neglected tool for studying the electron component of the ionospheric plasma. Incoherent-scatter radars usually make use of the ion-line, the signal scattered from ion-acoustic waves in the plasma. Analysis of the spectrum of the scattered signals gives information on thermal plasma density, plasma temperatures, and ion drifts under various assumptions of radar calibration, ion-mass and particle energy distribution. Plasma lines represent signals scattered from Langmuir waves in the plasma and are sensitive to the density, energy distribution and motion of the electron component of the plasma. In principle, their observation offers the possibility to measure electron drifts, to determine electron density and temperature independently of the assumptions necessary in the ion-line case and to obtain information on the distribution of suprathermal electrons. The former parameters influence the frequency at which the plasma lines are observed, the latter determine their intensity, so both properties must be measured to gain maximum information.

In practice, there are a number of experimental and theoretical problems in the measurement of plasma lines. The intensity of the signals is often too weak to allow them to be detected, so that they must be enhanced by photoelectrons or aurorally generated suprathermal electrons to be observable. They appear at a frequency

offset from that transmitted by about the plasma frequency, i.e., a few MHz. This varies rapidly both with altitude and with time (particularly in aurora) and makes it difficult, first to "catch" the signal, and then to measure the frequency accurately with limited altitude or time resolution. Most of the quantitative studies which have been published so far have made use of the more stable and predictable plasma lines which are observed during quiet daytime conditions. For example, *Kofman et al.* [1981], *Fredriksen et al.* [1989], and *Kirkwood and Bjørnå* [1992] have demonstrated their application for daytime temperature measurements. *Yngvesson and Perkins* [1968], *Cicerone* [1974], *Kofman and Lejeune* [1980], and *Bjørnå and Kirkwood* [1986] have shown how they can be used to study photo electron fluxes. In the case of electron drift measurements it has been found that the theoretical basis for the interpretation of the difference in offset frequencies between up- and down-shifted plasma lines is as yet inadequate [*Kofman et al.*, 1993; *Mishin and Hagfors*, 1994; *Nilsson et al.*, 1995].

The number of studies of plasma lines during aurora is limited. *Wickwar* [1978], *Kofman and Wickwar* [1980] and *Oran et al.* [1981] present and discuss observations made using the Chatanika (Alaska) incoherent scatter radar. Plasma lines were monitored with 8 to 20 min time resolution and appeared between 98- and 134-km altitudes. Intensities were 0.06 to 1.2 eV, i.e., enhanced 3-60 times above the thermal level (see the section below on plasma line intensities for an explanation of these terms). These enhancements and their variation with altitude were found to be consistent with those expected from model calculations of the suprathermal electron flux. The absence of plasma lines below 98 km could be explained by collisional damping of the plasma line. *Kofman and*

Copyright 1995 by the American Geophysical Union.

Paper number 95JA00765.
0148-0227/95/95JA-00765\$05.00

Wickwar [1980] also compared the difference in offset frequencies between up- and down-shifted plasma lines just above the *E* region peak. They found an average 10-kHz difference during a 30-min period of diffuse aurora, which they interpreted as a downward field-aligned current of about $10 \mu\text{A m}^{-2}$ carried by the thermal electrons. However, their uncertainties were large and $10 \mu\text{A m}^{-2}$ is substantially higher than would be expected in such circumstances. The question of the ability of plasma lines to give measurements of field-aligned currents in aurora is still an open one.

Valladares et al. [1988] reported more comprehensive observations of aurorally enhanced plasma lines from the same radar, now relocated to Søndre Strømfjord (Greenland). The time resolution was now improved to 30 s, and both up- and down-shifted plasma lines were monitored in alternating 30 s intervals. Plasma lines were observed between 160 and 190 km (they would have been at higher frequencies than could be monitored at lower heights) and intensities found to be as high as 9 eV, i.e. up to 150 times the thermal level. These high intensities were suggested to be due to some plasma instability. Some differences were observed between the intensities of up- and down-shifted lines, but these were considered to be insignificant, given that they were not measured exactly simultaneously. Valladares et al. also attempted to determine electron temperatures by comparing the offset frequency of the plasma lines with the plasma frequency determined from the ion-line measurements. The results were consistent with the ion-line estimates of electron temperatures, but the scatter was very large, of the order of 500 K.

In a recent theoretical paper, *Mishin and Schlegel* [1994] have discussed the strong enhancements observed by Valladares et al. and proposed that they cannot be explained as an enhancement by the suprathermal electrons. They propose, rather, that they are enhanced by plasma turbulence, accompanied by extremely high electron temperatures, which is supposed to occur in a thin layer during auroral precipitation. However, the data published by Valladares et al. were insufficient to test this hypothesis completely.

Here we present a more comprehensive set of observations of plasma lines during aurora than has previously been published. We present truly simultaneous observations of both up- and down-shifted plasma lines, with better time resolution (10 s), better frequency coverage, and higher plasma line intensities than previous reported measurements. We show that these measurements can be applied to determining electron temperatures, and in some circumstances electron drifts, with high time resolution during auroral precipitation. We further demonstrate that the high plasma line intensities can be explained by a reasonable suprathermal electron flux and that they are not consistent with the plasma-turbulence model.

Measurement Technique

The experiments reported here were made with the European Incoherent Scatter (EISCAT) UHF radar, situated

near Tromsø in northern Scandinavia. Three radar pulses were transmitted 5-12 ms apart, one 60 μs , one 360 μs and one 1200 μs long at 930, 929.5, and 931 MHz, respectively. The last pulse was received only at the remote receiving sites in Sodankylä and Kiruna. At the transmitting site, two receiving channels were tuned to the frequencies of the two shorter pulses, and the received ion-line signals processed to give a power profile at 3-km altitude intervals (for *E* region electron density) and auto-correlation functions at 30.5-km altitude intervals for *F* region densities, temperatures, and ion drifts. Plasma lines from both pulses were monitored using the filter-bank technique, i.e., six of the radars' eight receiving channels were tuned to appropriate frequencies offset upward and downward from those transmitted by between 4.5 and 6.9 MHz. At any one time, the plasma-line offsets monitored were $+x, -x, +(x+0.2), -(x+0.2), +(x+0.4), -(x+0.4), -(x+0.5), -(x+0.7), -(x+0.9), +(x-0.5), +(x-0.3), +(x-0.1)$ MHz, where x was 5 or 6 MHz (in each channel the band covered was ± 25 kHz, controlled by the final receiver filters). Thus the frequency interval covered at any time was 1.4 MHz with 0.1- to 0.2-MHz resolution and simultaneous monitoring of both up- and down-shifted plasma lines at three frequencies. The basic time resolution of the measurements was 10 s.

The antenna was, for technical reasons, directed vertically during these experiments, which means about 13° north of parallel with the magnetic field. The altitudes covered were from ~ 80 to ~ 600 km. Measurements were made on the evenings of August 3, 6, 7 and 10, 1990. No plasma lines were observed on August 3 or 7, which were quiet with no significant auroral activity. On August 10 there was some weak auroral precipitation and strong plasma lines were observed in the *F* region, but not in the *E* region. On August 6, however, strong, intermittent auroral precipitation was observed by the radar from 1750 UT until observations ended at 2100 UT. A substorm onset was indicated by the magnetometer at about 2030 UT. Plasma lines were detected at and near the *F* region peak during most of the interval 1750-2100 UT, but these are not the subject of this study. Plasma lines in the *E* region were detected for only a few minutes in association with the appearance of intense auroral precipitation in the radar beam, at $\sim 1800, 1825, 1940,$ and 2030 UT, which we refer to as events a, b, c and d, respectively. The electron density fluctuations associated with these activations, the associated plasma-line intensities, and the derived electron temperatures are shown in Plate 1. The derivation of the electron temperature and the plasma line intensity are described in the relevant sections below. The "electron density" shown in Plate 1 is, to be more exact, the raw electron density, n_e' , where

$$n_e' = n_e \left(\frac{2}{(1 + K^2 D^2)(1 + K^2 D^2 + T_e / T_i)} \right) \quad (1)$$

where n_e is the true electron density, T_e the electron temperature, T_i the ion temperature, K the scattering-wave vector, and D the Debye length ($D^2 = \epsilon_0 k T_e / n_e e^2$, k is Boltzmanns constant, and e is the electron charge).

In the ionospheric E region where T_e and T_i are low and close to equal, $n_e' = n_e$. The raw electron density is calculated from the power received in the ion-line part of the incoherent scatter spectrum:

$$n_e' = \frac{C_s P_{ri} r_i^2}{P_t \delta r_i} \quad (2)$$

where P_t and P_{ri} are the transmitted power and the power received in the ion-line channel, r_i is the range to the scattering volume, δr_i is the range increment contributing to the scattered signal, and C_s is the radar system constant. The value of C_s is found by calibration, i.e., by monitoring the scattered power in the ion line at the same time as absolute values of electron density are provided by plasma-line frequency or ionosonde measurements and plasma temperature measurements are either available or can be safely assumed. In this case the value of C_s given by Kirkwood *et al.* [1986] was first used, then alternative analysis were made with slightly (10%) smaller and larger values of C_s . However, the original value was found to give the best overall agreement between plasma frequencies calculated from the ion-line electron densities and the observed plasma-line offset frequencies at the lowest altitudes (see next section), so the original value was used for the final analysis.

The range (height) of the plasma-line echoes and the range increment contributing to the scatter were found by least squares fitting of a function,

$$P_{rp}(t) = S \exp\left\{-\left(\frac{t-t_0}{\delta t}\right)^6\right\}$$

to the time series of power received in the plasma-line channels (t is the time delay between transmission and

reception, P_{rp} is the power received in the plasma line channel, S , t_0 and δt are fitted parameters). This is a steep-sided, flat-topped function which can easily be fitted by standard computer procedures and gives a good fit to the shape of the received signal. All fits with a normalized variance exceeding 2 were rejected, and all fits were also checked graphically so that other obviously bad fits (e.g., to noise spikes) could be excluded. The range (height) to the scattering volume is $ct_0/2$ (c is the speed of light), $P_{rp}(t_0)$ is the intensity of the signal used to calculate the plasma-line temperature (see (6)), and $2\delta t$ is the sum of the transmitted pulse length and $2\delta r_p/c$, where δr_p is the range increment contributing to the scatter (see also (6) and the discussion following the equation).

Plasma-Line Offset Frequencies and Electron Temperature

The plasma-line offset frequency depends on the plasma density and the electron temperature. To a close approximation (i.e., within a few kHz for the conditions of these measurements, see e.g., Kofman *et al.* [1981] and Hagfors and Lehtinen [1981])

$$f_{pl}^2 = f_p^2 (1 + 3K^2 D^2) + f_c^2 \sin^2 \alpha \quad (3)$$

where f_{pl} is the offset of either the up- or down-shifted plasma line and f_p is the plasma frequency ($f_p^2 = n_e e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e$), f_c^2 is the electron gyro frequency and α the angle between the radar beam and the magnetic field (here 13.5°).

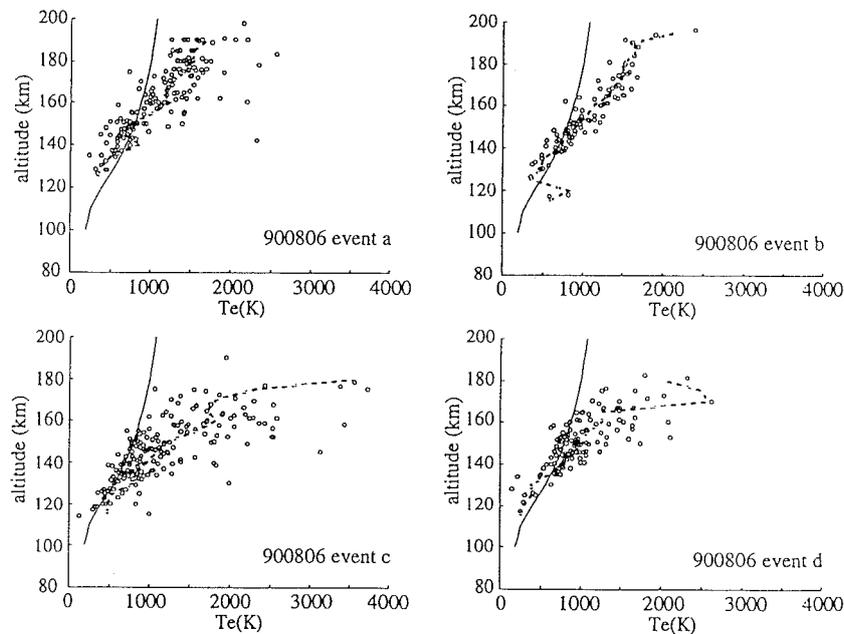


Figure 1. Circles show electron temperatures derived from the plasma-line offset frequency and ion-line power for each of events a-d. The solid line indicates the model of ion temperature (assumed equal to MSISE-90 neutral temperature [Hedin, 1991]), which was used in the calculation. The dashed line indicates the mean of the derived temperatures in each 5-km altitude bin.

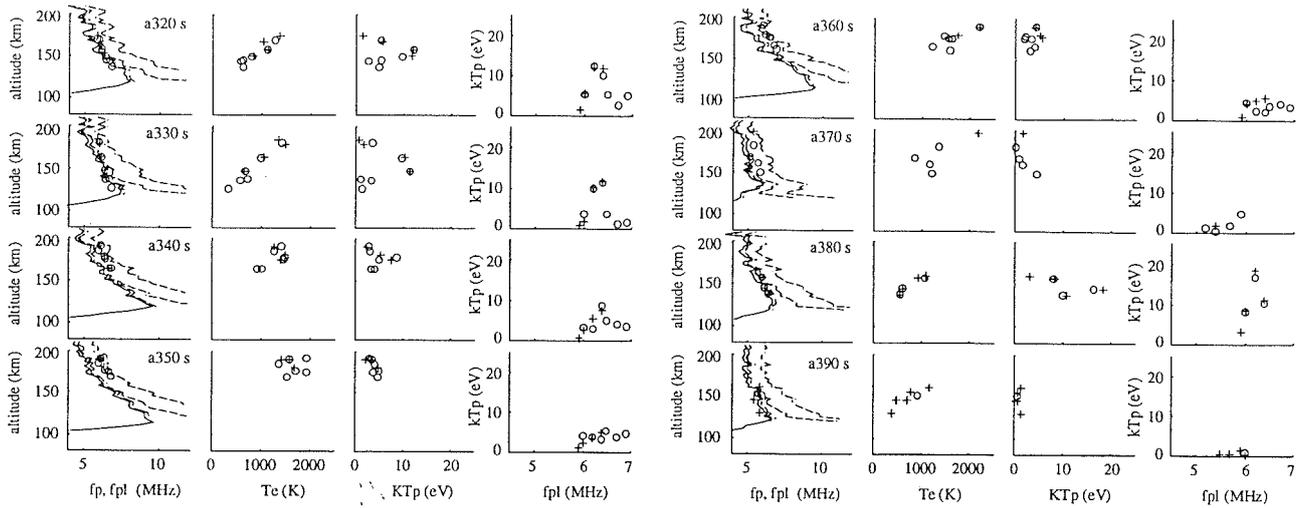


Figure 2. Individual profiles for a number of 10-s integration intervals from event a. The times shown above each set of profiles correspond to the times shown on the x axis in Plate 1. The left-most altitude profile shows "raw" plasma frequency calculated from the ion-line power (solid line), the expected offset frequency for plasma lines for three different assumptions of electron temperature, $T_e = T_i$, $T_e = 1000$ K, and $T_e = 2000$ K (dashed lines, highest T_e corresponds to dashed line furthest from the solid line), and the measured offset frequencies of the plasma lines (circles and crosses). The altitude profiles second from the left show electron temperatures derived from the plasma-line frequency and ion-line power. Altitude profiles second from the right show the plasma-line intensity. The rightmost diagrams show the plasma-line intensity as a function of offset frequency. In all diagrams, up-shifted (crosses) and downshifted (circles) plasma lines are indicated separately.

The electron temperature can be found from

$$T_e = \left(\frac{f_{pl}^2}{f_p^2} - \frac{f_c^2 \sin^2 \alpha}{f_p^2} - 1 \right) \left(\frac{n_e e^2}{3K^2 \epsilon_0 k} \right) \quad (4)$$

We do not know n_e at the outset, only n_e' (see (1)), so that the solution must be obtained by iteration and assuming model values for T_i . Electron temperatures estimated using (4) are shown in Plate 1 and Figures 1, 2, and

3. The first observation, in Figure 1, is that they are close to the model T_i at the lowest altitudes, as expected. This is a good indication that the value of C_s used in calculating n_e' is correct. Increasing (or decreasing) C_s by 20% gives a corresponding increase (or decrease) in n_e' and f_p^2 . This results in a systematic decrease (or increase) of the derived T_e by about 100 K at $T_e = 500$ K, increasing to 400 K at $T_e = 2000$ K. The agreement between the derived T_e and the model at the lowest altitudes, and between the lowest T_e and the model at higher

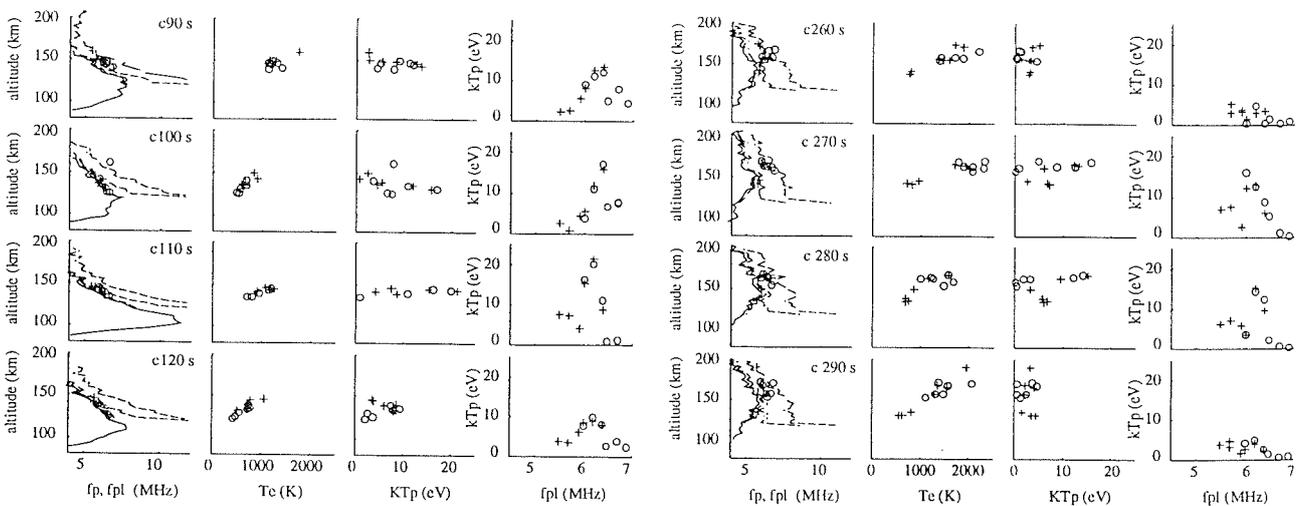


Figure 3. As for Figure 2, but profiles are from event c.

altitudes, indicates that the accuracy of C_f is within 20%. The possibility of a systematic error of a few hundred degrees Kelvin at the higher altitudes is in many cases not significant considering the scatter, but should be borne in mind when interpreting the results.

In event b, where the plasma density varied rather slowly, the temperatures show a well-defined altitude profile, increasing from about 1000 K at 150-km altitude to 2000 K at 190-km altitude (Figure 1, event b). This is similar to temperature profiles measured during aurora using the incoherent-scatter ion lines [e.g., *Lilensten et al.*, 1990]. For the other events, and particularly event c, the temperatures appear more variable and reach higher values, up to 3000 K at heights as low as 160 km (Plate 1 and Figures, events a, c, d). The precipitation in these cases is also more intense, so higher electron temperatures might be expected. However, plasma densities also vary on time scales comparable to the integration time of the measurements which can lead to erroneously high (or low) electron temperatures, i.e., if the average plasma density during the integration interval is less (more) than the plasma density at the time the plasma-line scatter is produced. Since plasma-line intensifications seem to be related to precipitation, it is more likely that the electron temperatures will be overestimates than underestimates, but clearly they should be interpreted with some caution when the plasma density is changing rapidly.

However, there is one interval of distinctly enhanced temperature, not associated with rapidly changing electron densities, in event c (c250 s - c300 s, where we use the shorthand "c250s" to mean event c, time 250 s). In this interval temperatures exceed 2000 K at altitudes as low as 150-160 km (Plate 1, event c, and Figure 3). This appears to be a real temperature increase. It is supported by the observations at several plasma-line frequencies, for four 10-s integrations in a row, and appears to be associated with softer particle precipitation than at other times. It is, however, possible that the radar is looking through an aurora (the beam is directed vertically, not along the field line) so that the precipitation on the field line where the high temperatures are observed may have different characteristics from that indicated by the electron density profile at lower altitudes.

Plasma-Line Offset Frequencies and Electron Drift

In principle, a drift of the thermal electron population should result in a Doppler shift of the plasma lines, so that the offsets of the up- and down-shifted lines from the transmitter frequency are unequal. In practice, the slightly different wave vectors at the frequencies of the up- and down-shifted lines also lead to asymmetry [e.g., *Kofman et al.*, 1993]. If we can measure the asymmetry, and correct for the latter effects, we can measure the electron drifts. In the present measurements a difference in offset frequency between the up- and down-shifted plasma lines will appear as a different altitude for the corresponding returns in the fixed-frequency monitoring channels. To first order, the asymmetry is given by

$$f_+ - f_- = (h_+ - h_-)df/dh \quad (5)$$

where h_+ and h_- are the altitudes of the up- and down-shifted plasma lines and df/dh is the gradient in the plasma-line frequency (estimated by a suitable fit to measurements from a number of heights, see below). In practice, we can determine the altitudes to better than 1 km but df/dh can be very large, varying from about 10 kHz/km in event b to 200 kHz/km during the most intense precipitation in event c. As a result, the errors in determining the plasma-line asymmetry can vary between a few kHz and several tens of kHz. This is clearly seen in the results, which are shown in Figure 4. Note, first, that the frequency scale for the panel showing event b is a factor of 10 less than for the other events. We might expect electron drifts of the order of a few tens to a few hundred m s^{-1} , corresponding to an asymmetry of a few hundred Hz to a few kHz. The additional asymmetry due to the different wave vectors should contribute similar amounts, a few hundred Hz for temperatures around 200 K, 10 times as much for 2000 K. Only in event b do we get good enough accuracy for the measurements to be useful, and in this case there is no evidence for any significant asymmetry. It seems that this method will not be useful for electron drift measurements in the conditions when such measurements are of most interest, i.e. when there is intense energetic particle precipitation, at least not in the E region, where the plasma density gradients are large.

Plasma-Line Intensities and the Suprathermal Electron Flux

Observations

A convenient way of expressing the plasma-line intensity is given by the plasma-line "temperature" kT_p ,

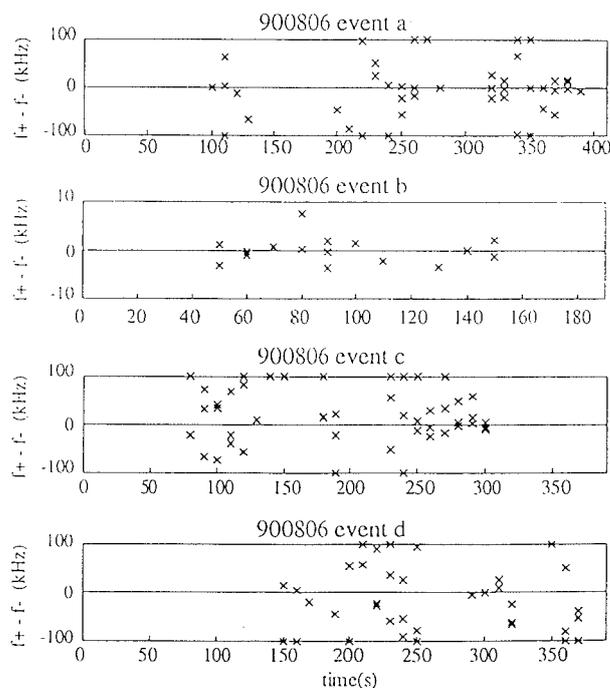


Figure 4. The difference between the offset frequencies of the up- and down-shifted plasma lines ($f_+ - f_-$) for each event. See text for details.

which is simply the temperature of the purely Maxwellian plasma which would give the same plasma-line intensity. The observed plasma-line temperature is calculated from the incoherent-scatter measurements of the power scattered from the plasma using the expression (derived from equations (1) and (2) above and *Yngvesson and Perkins* [1968, equations 16 and 17] transformed to SI units)

$$kT_p = \frac{A_{pl} C_s P_{rp} r_p^2}{P_t \delta r_p} \quad (6)$$

where P_t is the transmitted power, P_{rp} is the power received in the plasma-line channel, r is the range to the scattering volume, δr_p is the range increment contributing to the scattered plasma-line signal, C_s is the radar system constant as described above and $A_{pl} = g^+ e^2 / \epsilon_0 K^2$, where g is a gain factor found by calibration (using observations of radio stars) to account for different gains in the radar system at the frequency of the ion-line echo, where C_s is measured, and at the frequencies of the up- and down-shifted plasma lines. In this case, $g^+ = 0.95$ and $g^- = 1.16$, for the frequency range of up- and down-shifted lines, respectively.

The term in the expression (6) for kT_p which is most difficult to estimate is δr_p , the range increment contributing to the scatter. It depends on the gradient of the plasma-line offset frequency with range (height), df_{pl}/dr , and the width of the receiver filter, BW. In principle, this can be estimated in three ways, and all three methods were tested in the present analysis. The first method is simply to measure the length of time, Δt , during which the signal is received. Then $\delta r_p = c(\Delta t - \tau)/2$, where c is the speed of light and τ is the length of the transmitted pulse. In practice, the range increment contributing to the scatter is often much less than the range resolution available in these experiments, so that this method gives a large scatter in the results, with apparently less-than-zero range increments at times. The second possibility is to estimate df_{pl}/dr from the electron density profiles and multiply by BW. In this case, we have only the raw

electron density profile readily available. The true electron density decreases less rapidly with altitude than the raw electron density, so that df_{pl}/dr estimated from the raw electron density is systematically too high and the resultant δr_p too small. This could be improved using a model of the temperature increase with altitude, but in the present case this seems to be unnecessary, as the third method gives good results. The third possibility is to estimate df_{pl}/dr from the measured f_{pl} . Since we generally see plasma lines at a number of frequencies (and altitudes) at any one time we can estimate df_{pl}/dr by fitting a suitable polynomial to the observations. In this analysis we have fitted a quadratic, which gives a good fit in all cases and allows us to estimate δr_p whenever we observe plasma lines at at least four frequencies simultaneously (up- or down-shifted as they are fitted together).

An overview of the observed plasma-line intensities is given by Plate 1. It can be seen that plasma lines are observed almost all of the time when there is precipitation (indicated by enhanced electron densities) and that kT_p is usually less than 10 eV. However, on a number of occasions kT_p exceeds 10 eV, at times reaching 20 eV. This usually occurs only in a limited height/frequency interval, with lower kT_p at both higher and lower heights/frequencies. There is no obvious correlation between the occurrence of these strong plasma-line enhancements and the intensity of the precipitation, but the varying altitude coverage would make such an effect hard to discern. Close examination of the lower two panels for each event in Plate 1 shows that the enhancements occur at altitudes from 130 to 170 km (e.g., event c) but only over a restricted frequency interval, 5.7-6.4 MHz. This is shown more clearly by Figure 5. Figures 2 and 3 show the strongly enhanced plasma lines and associated plasma density and temperature profiles in more detail for two occasions: the time interval 320-390 s from event a, and 90-120 s and 260-290 s from event c. In these figures the leftmost column shows a series of profiles, each representing a 10 s integration, comparing the plasma frequency and plasma-line offset frequency calculated from the power in the ion line with the measured offset frequencies

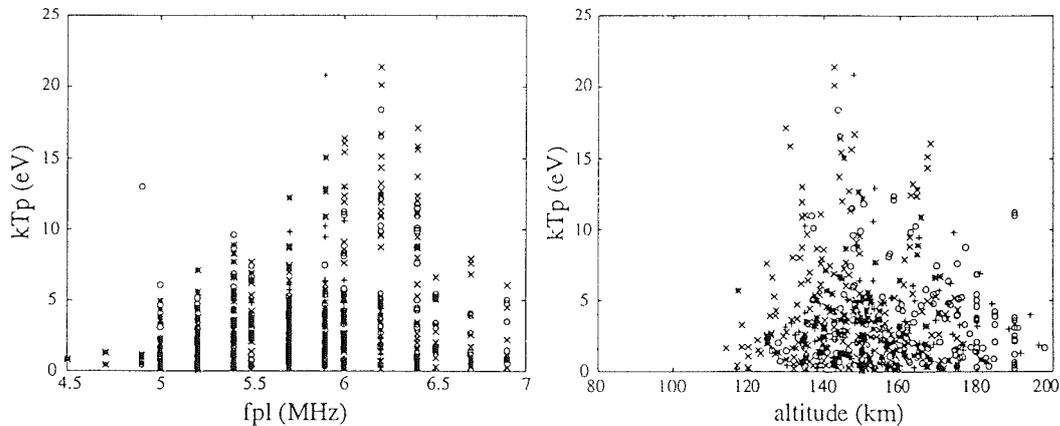


Figure 5. Observations of plasma-line intensity for all four events plotted as a function of altitude (right panel) and offset frequency (left panel). Event a, (circles), event b, (plus signs), event c, (crosses) and event d, (stars).

of the plasma lines. The solid line shows the "raw plasma frequency," ($f_p = (n_e e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2}$), which would be the same as the plasma-line offset frequency in a cold plasma. The three profiles indicated by the dashed lines in Figures 2 and 3 show the expected plasma-line offset frequencies for $T_e = T_i$ (model), $T_e = 1000$ K, and $T_e = 2000$ K, at progressively increasing offsets from f_p' . The circles show the measured offsets for the up-shifted plasma lines, the crosses for the down-shifted lines. In all cases, the observed plasma line offsets are consistent with those expected from the ion-line analysis, with electron temperatures between the model values (a few hundred degrees Kelvin) and 2000 K. In all the cases shown in Figures 2 and 3, the profile of f_p' decreases steadily with altitude above the peak (apart from some noise), as expected for an ionization profile caused by auroral precipitation. In a few cases not shown in Figure 3 or 4 but visible in Plate 1 (c130s, c140s), there appears to be a narrow layer of enhanced electron density superimposed on the normal topside gradient. Since the radar beam was not directed parallel to the magnetic field, this is probably caused by the beam intersecting two spatially distinct auroral arcs. Even in these cases, the plasma-line offset frequencies are in good agreement with those expected from the ion-line analysis and temperatures close to or less than 2000 K.

Last of all we consider the plasma-line intensities, shown in the two rightmost columns in Figures 2 and 3. In event a, Figure 2, the maximum plasma-line intensity is initially about 12 eV, exceeding 5 eV throughout a ~20 km thick layer centered at ~160 km altitude and covering a frequency interval 6-6.5 MHz. Ten seconds later, the thickness of the layer has increased to 40 km, but the frequency interval involved remains the same. In the subsequent 30 s the electron densities increase and the height from which the plasma line signals we are monitoring are returned increases to above 170 km. This is accompanied by a decrease in plasma line intensities to about 4 eV for all frequencies. In the last 30 s shown (a370s-a390s), electron densities fall and we again see plasma lines from lower altitudes, 130-160 km. For the middle 10 of these last 30 s, strongly enhanced plasma-lines ~20 eV are seen at ~145 km altitude, again for 6.0 to 6.4 MHz frequencies. The plasma-lines in this frequency interval come from lower altitudes, and appear to correspond to substantially lower electron temperatures at 380 s compared with 370 s, which may explain the increased intensity (see below). In the last 10 s (a390s) the plasma frequency seems to have fallen too low to give plasma lines above 6 MHz.

Figure 3 shows the most intense plasma lines which were observed during these experiments, exceeding 20 eV in one 10 s integration (c110s) and persistently exceeding 10 eV for as long as 40 s (c90s-c120s). The altitude of the intensity maximum varies from 130 km to 150 km with the width of the layer of enhancement in this case being only 10 km or less. In terms of frequency, the enhancement above 10 eV is again confined to the interval 6-6.4 MHz, but intensities in the interval 5.5-6.0

MHz reach almost 10 eV. The strongest plasma lines during this event correlate with the strongest precipitation (c110s). On the other hand, there are periods with apparently very different levels of precipitation, c100s and c270s, but with very similar plasma-line intensities. The second part of Figure 3 shows the results from 260 s to 290 s. Here the precipitation seems to be relatively weak (the electron densities are rather low), but electron temperatures, and at times plasma-line intensities, are high. It is possible that the radar is looking through a narrow arc in this case, so that the precipitation on the field line where the plasma-lines are seen is more intense than appears to be the case.

Although we have not discussed this above, Figures 2 and 3 show the plasma line intensities for up- and down-shifted lines separately, and it can be seen that those intensities are close to equal. Figure 6 shows a comparison of up- and down-shifted plasma line intensities for all the observations, which confirms this. Thus, to explain our observations, we need a mechanism which strongly enhances plasma lines in a limited frequency interval from 5.5 to 6.4 MHz, over a rather wide altitude range, 130-170 km, and enhances both up- and down-shifted plasma lines equally.

Interpretation: Enhancement by Suprathermal Electrons

We first test the possibility that the plasma lines may be enhanced by suprathermal electrons. The intensity of the plasma lines is then determined by the energy input to the corresponding Langmuir waves, from thermal and suprathermal electrons, or from collisions, and by the damping of the waves by the same processes. The observation of equal intensities for down- and up-shifted plasma lines implies that the electron velocity distribution in the plasma for the energies affecting the plasma lines (a few eV) must be symmetric in the up-going and down-going directions, respectively. Since the eV population is formed by degradation and scattering of a

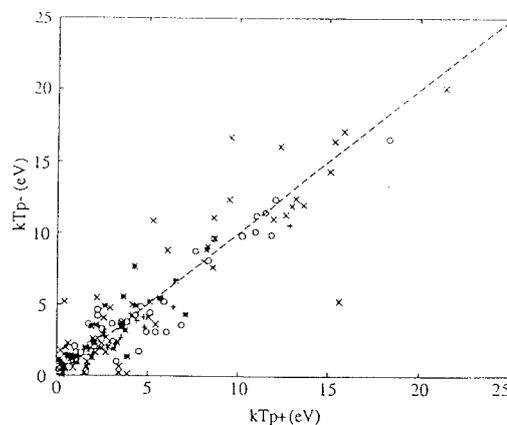


Figure 6. Comparison of the intensities of up-shifted (kT_{p+}) and down-shifted (kT_{p-}) plasma lines for event a, (circles), event b, (plus signs), event c, (crosses), and event d, (stars). The line indicates where $kT_{p+} = kT_{p-}$.

primary beam of down-going keV electrons, the velocity distribution at eV energies in intermediate directions is likely also to be the same as for the up and down directions, i.e., the plasma is isotropic at eV energies. Since an isotropic plasma is always stable against Langmuir wave instabilities, we can use the expression of *Yngvesson and Perkins* [1968] for the intensity of either the up- or down-shifted plasma line:

$$kT_p = \frac{kT_e(f_m(v_\phi) + f_s(v_\phi) + \chi)}{f_m(v_\phi) - kT_e \frac{d}{dE_\phi} f_s(v_\phi) + \chi} \quad (7)$$

where k is Boltzmann's constant, T_e the electron temperature, f_m and f_s the one-dimensional electron velocity distributions for the thermal (Maxwellian) and suprathermal populations, respectively, $v_\phi = \omega_{pl} / K$ is the electron velocity corresponding to the phase velocity of the Langmuir waves which scatter the radar signal, at frequency offset ω_{pl} and scattering wave vector K , E_ϕ the corresponding electron energy, and

$$\chi = \frac{n_e k_B T_e v_e}{m \pi K v_\phi^4} \quad (8)$$

$$v_e = v_{en} + v_{ei}$$

$$v_{en} = 5.4 \times 10^{-16} n_n (T_e)^{0.5}$$

$$v_{ei} = [34 + 4.18 \log(T_e^3 / (n_e \times 10^{-6}))] [(n_e \times 10^{-6}) / T_e^{1.5}]$$

a collision term where n_n is the neutral number density, n_e the plasma number density, and m_e the electron mass [Newman and Oran, 1981; Nicolet, 1953]. The collisional term dominates the damping below 110 km [Oran et al., 1981].

In the case of a purely Maxwellian plasma, in the absence of a magnetic field (or for waves propagating parallel to the magnetic field),

$$f(v_\phi) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{0.5} \exp(-m_e v_\phi^2 / 2kT) \quad (9)$$

and, in the absence of collisions, $kT_p = kT_e$.

In the case of propagation at an angle to the magnetic field, the effect can be accounted for by replacing the above Maxwellian expression for the thermal particles with [Yngvesson and Perkins, 1978]

$$f(v_\phi) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{0.5} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-b \sin^2 \theta)}{\cos \theta} I_j(b \sin^2 \theta) \exp\left(\frac{-(y-j)^2}{2b \cos^2 \theta}\right) \quad (10)$$

Where I_j is the modified Bessel function of the first kind, $b = K^2 k T_e / m_e \omega_c$, $y = \omega_{pl} / \omega$, ω_c is the electron cyclotron frequency, and θ is the angle between the scattering vector and the magnetic field.

For the suprathermal electrons, the one-dimensional velocity distribution must be found by numerical integration of the differential energy-flux spectrum. Figure 7 shows model calculations of the suprathermal energy-flux spectrum for the conditions corresponding to a320 s and c110 s in Figures 2 and 3. The corresponding one-dimensional velocity distributions $f_m(v_\phi)$, $f_s(v_\phi)$ for one of the cases are shown in Figure 8. The primary fluxes of energetic electrons (>3 keV) have been calculated by inverting the electron density profiles [Kirkwood, 1988; Kirkwood and Eliasson, 1990] and the resulting secondary fluxes have been calculated according to the procedure described in Lummerzheim and Lilensten, [1995]. As might be expected, the more energetic primary flux corresponding to c110s results in significantly higher secondary fluxes at low energies than in the case of a320s. The plasma-line intensities are most sensitive to the suprathermal electron distribution in the neighbor-

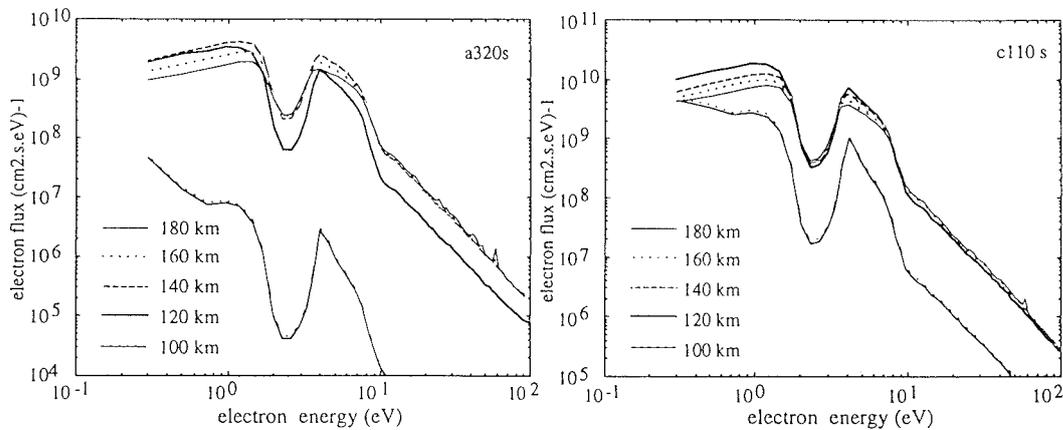


Figure 7. Model calculations of the flux-energy spectra of suprathermal electron spectra corresponding to the time labeled 320s in event a (a320s) and 110 s in event c (c110s). Only the upward flux is plotted but this is indistinguishable from the downward flux in the energy range shown.

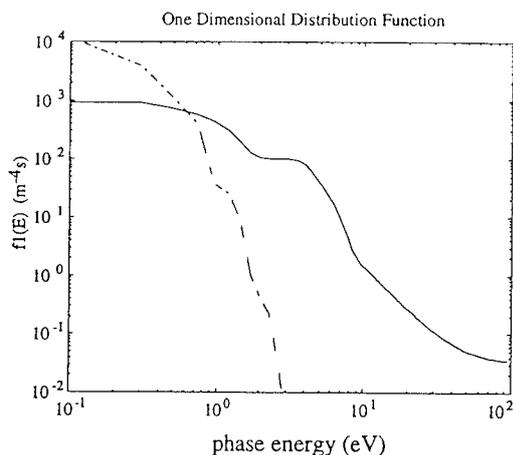


Figure 8. One-dimensional distribution functions $f_m(v_\phi)$ (dashed line), $f_s(v_\phi)$ (solid line) corresponding to the energy-flux spectrum for c110s, 120-km altitude in Figure 7.

hood of the phase-energy E_ϕ , which, for these observations corresponds to 1-4 eV. It is obvious from Figure 7 that the fluxes are strongly structured in this energy interval. This is due to excitation of the vibrational levels in N_2 and is a feature of the suprathermal electron distribution which is shown both by model calculations and in observations (by sounding rocket [Sharp and Hays, 1974]). Here it is worth noting that the dip in the suprathermal electron spectrum at 2-3 eV is most pronounced at the lowest height shown (100 km), where fluxes fall by a factor of 100 compared with the levels at 1 eV, and becomes progressively less pronounced as the altitude increases. The relative depth of the minimum is, on the other hand, rather constant for the different cases even though the overall flux levels are substantially higher in one case than the other.

Figure 9 shows the plasma-line intensities calculated using the suprathermal electron fluxes in Figure 7 and

(7). Electron temperatures at the selected heights have been taken as the average from the profiles in Figure 1 and neutral densities from the MSISE-90 model (for $f_m(v_\phi)$, $f_s(v_\phi)$ and χ in (7)). The values used are listed in Table 1. The curves in Figure 9 show a clear maximum in plasma-line intensities for frequencies corresponding to phase energies 2-3 eV, i.e. 5.5-6.5 MHz. The higher maximum intensities in event c compared to event a result from the higher levels of suprathermal electron flux in event c. The sharp decrease of intensities between 120 km and 100 km altitude is caused by a combination of decreasing suprathermal electron fluxes and an increase in collisional damping. The decrease in intensities between 160 km and 180 km altitudes is caused to some extent by the minimum in the suprathermal electron flux being less pronounced, but to a greater extent by increasing Landau damping by the thermal electrons as their temperature increases. This latter effect also pushes the maximum intensities to higher frequencies. Comparing with Figure 5, it can be seen that the intensity levels and overall form of the frequency dependence of the calculated plasma-line intensities are very similar to the measurements.

Figure 10 shows how the calculated intensities compare with the measured values for the times corresponding to, and adjacent to those used for calculating the suprathermal fluxes. A profile of plasma-line frequency versus altitude found by fitting a second-order polynomial to the observations has been used to calculate the expected plasma-line intensities. The agreement with the measurements is overall very good, both in the values of plasma-line intensities reached and the height distribution of the enhancements. The measured enhancements are sometimes confined to a slightly narrower height interval than the predictions; this may be due to fine structure in the suprathermal electron flux which is not well represented by the resolution of the calculations in Figure 7. Also, the highest intensities observed in each case are not quite reproduced by the model calculations. In

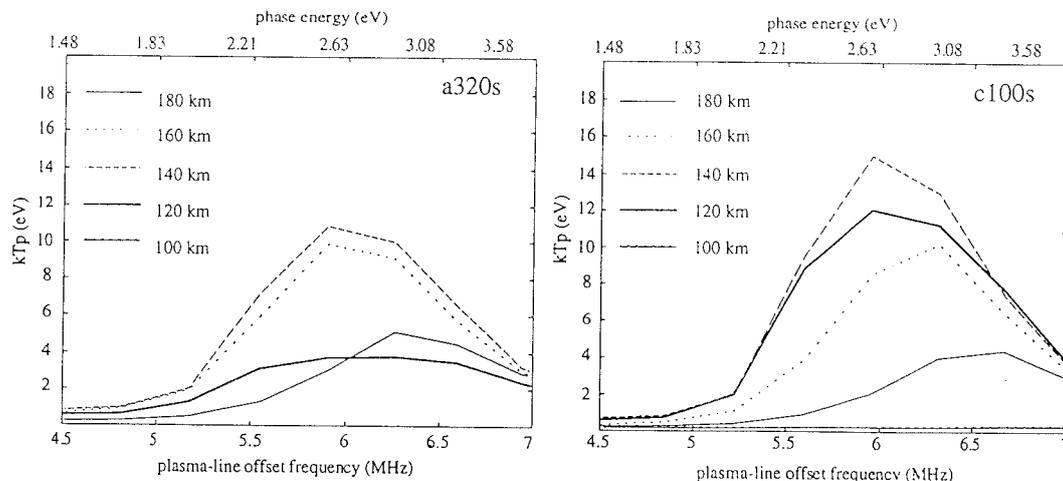


Figure 9. Plasma line intensities calculated using the flux-energy spectra in Figure 7 and (7) (see text for further details). The frequency scale assumes backscatter measurements with the EISCAT UHF radar, i.e., $f_{pl} = (E_\phi K^2 / 2m_e \pi^2)^{0.5}$, where K is 39 m^{-1} .

Table 1. Temperatures and Densities Used in the Calculations in Figures 8 and 9

Altitude	n_n, m^{-3}	T_n, K	a320s			c110s		
			T_e, K	n_s, m^{-3}	max kT_p, eV	T_e, K	n_s, m^{-3}	max kT_p, eV
100	7×10^{18}	200	200	1×10^6	0.02	200	2.10^8	0.3
120	3×10^{17}	397	397	2×10^8	4	397	1.10^9	12
140	5×10^{16}	695	695	3×10^8	11	900	8.10^8	15
160	2×10^{16}	883	1000	2×10^8	10	1500	7.10^8	10
180	7×10^{15}	1000	1600	2×10^8	5	2000	6.10^8	5

Here, n_n is the neutral number density, T_n the neutral temperature, T_e the electron temperature, n_s the total number density of the suprathermal electrons between 0.3 eV and 35 keV, and max kT_p the highest plasma-line intensity predicted by the calculations at each height.

the case of a320 s, 3 times higher suprathermal electron fluxes would be needed, and in the case of c 100 s, 10 times higher to produce the highest plasma-line intensities observed. It seems likely that, with 10 s time resolution, we do not fully resolve the peak intensity of the precipitation. The primary flux, and as a consequence, the suprathermal fluxes could be substantially higher for a shorter time. Very short duration (2-3 s) intervals of very intense fluxes (about 4 times our maximum energy flux in event c, 20 times our flux in event a) have indeed been suggested by other EISCAT observations in similar circumstances [Lanchester *et al.*, 1994]. There is the additional possibility that fine structure in the N_2 absorption cross section on energy scales less than the resolution of the suprathermal flux model could cause higher peak plasma-line temperatures.

Interpretation: Plasma Turbulence

Mishin and Schlegel [1994] have proposed that strongly enhanced E region plasma lines might be a result of plasma turbulence. The scenario they propose is that long-wavelength Langmuir waves, driven directly by the high-energy primary particles, are converted by interac-

tion with ion-acoustic waves to produce shorter wavelength Langmuir waves, appropriate to scatter the radar signal. Their scenario requires ion-acoustic waves enhanced 15-100 times above the thermal level, within a narrow layer corresponding to the narrow range of altitudes where the plasma lines are enhanced. In order for such a level of ion-acoustic waves to be achieved, there must be a field-aligned current and electron temperatures exceeding 4400 K. Plasma-line temperatures of about 1 eV are then predicted for phase energies less than ~ 1.6 eV, rising sharply to 5-10 eV for phase energies 1.9-2.5 eV. Also, according to this proposal the plasma-line intensities must continue to increase with phase energy (approximately as $E\phi^2$), i.e., with increasing wavelength of the Langmuir waves scattering the plasma line. This last feature would be expected for any mechanism depending on plasma turbulence, since an increase of energy toward longer scale sizes is an inherent feature of turbulence.

Our observations show this explanation cannot apply in the events shown here. First, we clearly see that the plasma-line intensities first increase with phase energy but then decrease again at phase energies above 3 eV ($f > 6.5$ MHz). Second, the electron temperatures associated

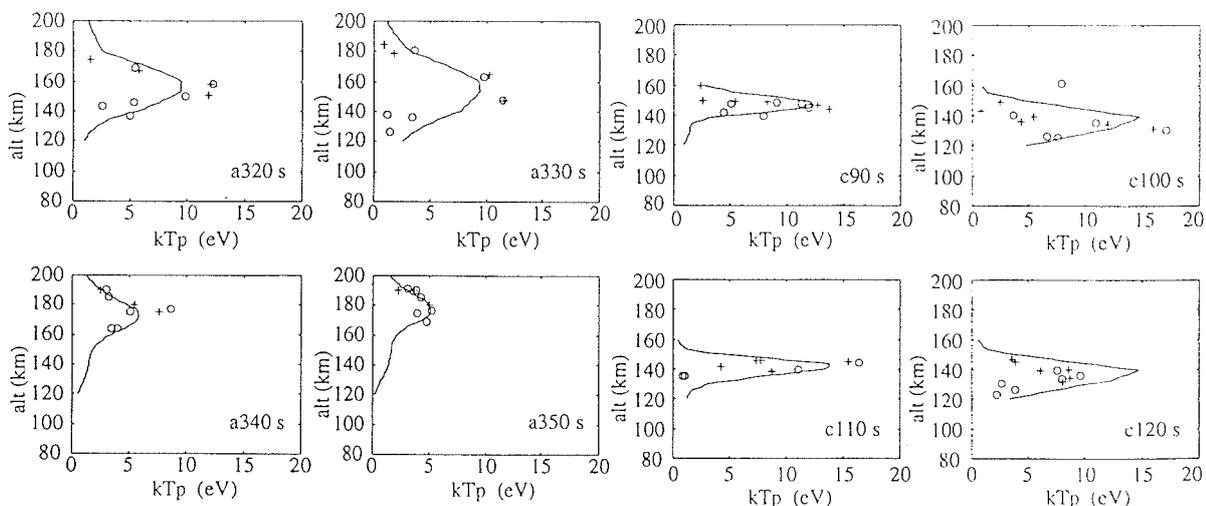


Figure 10. Comparison between measured plasma line temperatures (plus signs up-shifted, circles, down-shifted) and those calculated using the suprathermal electron fluxes in Figure 7 and (7).

with the most intense observed plasma lines are not particularly high, always less than 2500 K and usually less than 1000 K. For example, in event c, 90-120 s, the plasma lines are extremely strong and the electron density at the altitude of the plasma lines changes very little over a period of 40 s. The temperatures can be reliably determined from the plasma-line frequency in these circumstances and are less than 1000 K at the heights where the plasma lines are most intense. Since we measure the electron temperature using the plasma-line signal, we can be in no doubt that it is the temperature in the same volume of plasma where the plasma line is excited. Third, the enhanced ion-acoustic fluctuations required in this scenario would cause a similarly enhanced power in the incoherent scatter ion line, P_{ri} . The profiles of $f_{p'}$ shown in Figures 2 and 3 are directly proportional to $(r^2 P_{ri})^{1/2}$. The proposed 15-100 times enhancement of ion-acoustic fluctuations would correspond to 4-10 times increase in the apparent value of $f_{p'}$ in a thin layer at the altitude of the strongly enhanced plasma lines. There are quite clearly no such layers of enhanced ion-line power in the observed profiles. Last of all, since we can explain our observations by reasonable suprathermal electron fluxes, plasma turbulence is unnecessary.

Conclusions

Our observations confirm those of Valladares *et al.* [1988] in showing that strongly enhanced plasma lines can be observed during auroral precipitation. The enhancements we observed were even stronger than those reported by Valladares *et al.* up to 200 times the thermal level. We have further observed that the strongest enhancement is confined to a restricted frequency interval, 5.5-6.5 MHz, with only lower intensities occurring at both higher and lower frequencies. It seems that the enhancements cannot be explained by plasma turbulence, which would give ever increasing intensities at higher frequencies (for constant altitude and electron temperature) and strongly enhanced ion-line signals from the same altitudes, which we do not observe. We find, however, that the high intensities can be explained by reasonable suprathermal electron fluxes. The high intensities in a restricted frequency interval result from the minimum in suprathermal electron fluxes between 2 and 3 eV, which results from energy absorption into the vibrational levels of N_2 . This, in turn, results in a minimum in the damping of Langmuir waves with corresponding phase energies. The frequent restriction of the plasma-line enhancement to a narrow altitude interval is explained by the sharp gradient in plasma frequency with altitude.

At the slightly higher frequency of the Sondrestrom radar, used by Valladares *et al.*, these phase energies correspond to slightly higher frequency plasma lines. Valladares reported only weak plasma lines at 6.6 MHz and below, kT_p up to 3 eV at 7.0 MHz and up to 9 eV at 7.4 MHz. Frequencies 6.6, 7.0, and 7.4 MHz for the Sondrestrom k vector correspond to phase energies 1.7,

1.9, and 2.1 eV, respectively. Referring to Figure 9, it can be seen that this is exactly the phase energy range where we predict that the plasma-line enhancement starts to appear, i.e., Figure 9 shows $kT_p < 1$ eV at phase energy 1.7 eV, up to 2 eV at phase energy 1.9 eV and up to 5 eV at phase energy 2.1 eV.

The extremely high plasma-line intensities make the signal much easier to observe under just those conditions which may be most interesting, i.e. intense particle precipitation. This considerably improves the possibility to develop the use of plasma lines for studying suprathermal fluxes, high-time resolution temperature changes and possibly even field-aligned currents during auroral precipitation.

Acknowledgments. The EISCAT Scientific Association is supported by the Centre National de la Recherche Scientifique of France, Suomen Akatemia of Finland, Max Planck Gesellschaft of Germany, Norges Almenvitenskaplige Forskningsråd of Norway, Naturvetenskapliga Forskningsrådet of Sweden and the Science and Engineering Research Council of the United Kingdom. We thank E. Mishin for lively discussions and W. Kofman for his careful comments on the manuscript. The work of S.K. and H.N. is supported by the Naturvetenskapliga Forskningsrådet of Sweden.

The Editor thanks two referees for their assistance in evaluating this paper.

References

- Bjørnå, N., and S. Kirkwood, Observations of natural plasma lines in the E region and lower F region with the EISCAT UHF radar, *Ann. Geophys.*, **4**, 137-144, 1986.
- Cicerone, R.J., Photoelectrons in the ionosphere: Radar measurements and theoretical computations, *Rev. Geophys.*, **12**, 259-271, 1974.
- Fredriksen, Å., N. Bjørnå, and T.L.Hansen, The first EISCAT two-radar plasma-line experiment, *J. Geophys. Res.*, **94**, 2727-2731, 1989.
- Hagfors, T., and M. Lehtinen, Electron temperature derived from incoherent-scatter observations of the plasma-line frequency, *J. Geophys. Res.*, **86**, 119-124, 1981.
- Hedin, A.E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1159-1172, 1991.
- Kirkwood, S., SPECTRUM - A computer algorithm to derive the flux-energy spectrum of precipitating particles from EISCAT electron density profiles, *IRF Tech. Rep. 034*, Swedish Inst. of Space Phys., Kiruna, 1988.
- Kirkwood, S., and N. Bjørnå, Electron temperatures determined by tristatic plasma-line observations with the EISCAT UHF incoherent scatter radar, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 661-664, 1992.
- Kirkwood, S., and L. Eliasson, Energetic particle precipitation in the substorm growth phase measured by EISCAT and Viking, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6025-6073, 1990.
- Kirkwood, S., P.N. Collis, and W. Schmidt, Calibration of electron densities for the EISCAT UHF radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 773-775, 1986.
- Kofman, W., G. and Lejeune, Determination of low-energy photo-electron distribution from plasma-line measurements at Saint Santin, *Planet. Space Sci.*, **28**, 661-673, 1980.
- Kofman, W., and V. Wickwar, Plasma-line measurements at Chatanika with high-speed correlator and filter bank, *J. Geophys. Res.*, **85**, 2998-3012, 1980.
- Kofman, W., G. Lejeune, T. Hagfors, and P. Bauer, Electron temperature measurements by the plasma line technique at the

- French incoherent scatter radar facilities, *J. Geophys. Res.*, **86**, 6795-6801, 1981.
- Kofman, W., J.-P. St.-Maurice, and A.P. van Eyken, Heat flow effect on the plasma-line frequency, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6079-6085, 1993.
- Lanchester, B.S., J.P. Palmer, M.H. Rees, D. Lummerzheim, K.Kaila, and T. Turunen, Energy flux and characteristic energy of an elemental auroral structure, *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 2781-2792, 1994.
- Lilensten, J., D. Fontaine, W. Kofman, L. Eliasson, C. Lathuillere, and E.S. Oran, Electron energy budget in the high-latitude ionosphere during Viking/ EISCAT coordinated measurements, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6081-6092, 1990.
- Lummerzheim, D. and J. Lilensten, Electron transport and energy degradation in the ionosphere: evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments, auroral observations, *Ann. Geophys.*, in press, 1995.
- Mishin, E. and T. Hagfors, On heat-flow contribution to plasma line frequency in the F region, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6537-6539, 1994.
- Mishin, E.V., and K. Schlegel, On incoherent-scatter plasma lines in aurora, *J. Geophys. Res.*, **99**, 11391-11399, 1994.
- Newman, A., and E. Oran, The effects of electron-neutral collisions on the intensity of plasma lines, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4790-4794, 1981.
- Nicolet, M., The collision frequency of electrons in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **3**, 200-220, 1953.
- Nilsson, H., S. Kirkwood, and N. Bjørnå, Bistatic measurements of incoherent-scatter plasma lines, *J. Atmos. Terr. Phys.*, in press, 1995.
- Oran, E.S., V. Wickwar, W. Kofman, and A.L. Newman, Auroral plasma lines: A first comparison of theory and experiment, *J. Geophys. Res.*, **86**, 199-205, 1981.
- Sharp, W.E., and P.B. Hays, Low-energy auroral electrons, *J. Geophys. Res.*, **79**, 4319-4321, 1974.
- Valladares, C.E., M.C. Kelley, and J.F. Vickrey, Plasma line observations in the auroral oval, *J. Geophys. Res.*, **93**, 1997-2003, 1988.
- Wickwar, V.B., Plasma lines in the auroral E layer, *J. Geophys. Res.*, **83**, 5186-5190, 1978.
- Yngvesson, K.O., and F.W. Perkins, Radar Thomson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau damping, *J. Geophys. Res.*, **73**, 97-110, 1968.
-
- M. Galand, and J. Lilensten, CEPHAG-ENSIEG, BP 46, 38402 St. Martin d'Heres Cedex, France.
- S. Kirkwood and H. Nilsson, Swedish Institute of Space Physics, Box 812, S-981 28 Kiruna, Sweden. (e-mail: sheila@irf.se; hane@irf.se.)

(Received September 19, 1994; revised January 13, 1995; accepted February 22, 1995.)

Enhanced Incoherent Scatter Plasma Lines

H. Nilsson¹, S. Kirkwood¹, J. Lilensten² and M. Galand²

¹ Swedish Institute of Space Physics, Box 812, S-981 28 Kiruna, Sweden

² Centre d'Etudes des Phénomènes Aléatoires et Géophysiques - ENSIEG, St Martin d'Heres Cedex, France

Accepted in *Annales Geophysicae*, proceedings of the EISCAT workshop in Cargèse, France.

Abstract

Detailed model calculations of auroral secondary and photoelectron distributions for varying conditions have been used to calculate the theoretical enhancement of incoherent scatter plasma lines. These calculations are compared with EISCAT UHF radar measurements of enhanced plasma lines from both the E and F regions, and published EISCAT VHF radar measurements. The agreement between the calculated and observed plasma line enhancements is good. The enhancement from the superthermal distribution can explain even the very strong enhancements observed in the auroral E region during aurora (as previously shown by *Kirkwood et al.*[1995]). The model calculations are used to predict the range of conditions when enhanced plasma lines will be seen with the existing high latitude incoherent scatter radars, including the new EISCAT Svalbard radar. It is found that the detailed structure, i.e. the gradients in the suprathermal distribution, are most important for the plasma line enhancement. The level of superthermal flux affects the enhancement only in the region of low phase-energy where the number of thermal electrons is comparable to the number of suprathermal electrons and in the region of high phase energy where the suprathermal fluxes fall to so low levels that their effect becomes small compared to the collision term. To facilitate the use of the predictions for the different radars, the expected signal to noise ratios (SNR) for typical plasma line enhancements have been calculated. It is found that the high-frequency radars (Søndre Strømfjord, EISCAT UHF) should observe the highest SNR, but only for rather high plasma frequencies. The VHF radars (EISCAT VHF and Svalbard) will detect enhanced plasma lines over a wider range of frequencies, but with lower SNR.

1. Introduction

The plasma line is a well known, but little used component of the incoherent scatter radar spectrum. It is a signal scattered from high frequency electron waves, Langmuir waves. Two plasma lines can be detected by the radar, one upshifted from the transmitted frequency, and one downshifted. These lines correspond to scattering from downgoing and upgoing Langmuir waves respectively. The frequency shift from the transmitted signal is the frequency of the scattering Langmuir wave plus the Doppler shift caused by the bulk motion of the electron gas. The wave vector of the scattering Langmuir wave is determined by wave vector matching requirements with the incident and reflected electromagnetic waves. The reflected waves are shifted in frequency, and the up and downshifted plasma lines will have slightly different wave vectors. In practice this difference in wave vectors leads to significant differences in offset frequency and if the Doppler shift is to be measured the dispersion relation of the Langmuir waves must be known with good accuracy [e.g. *Hagfors and Lehtinen*, 1981; *Heinselman and Vickrey*, 1992; *Kofman et al.*, 1993]. The frequency of the Langmuir wave is close to the plasma frequency, i.e. a few MHz for most realistic conditions. The wave number dependence of the Langmuir wave dispersion is primarily dependent on the electron temperature.

However, there is one more measurable property of the plasma lines than their frequency. The Langmuir waves in a thermal plasma are relatively weak, often too weak to be usable for incoherent scatter radar measurements. In a thermal plasma the wave intensity is proportional to the electron temperature, but when superthermal electrons are present they can greatly enhance the Langmuir wave (and thus plasma line) intensity. This is because the waves are driven by electrons with a velocity component along the wave vector matching the phase velocity of the wave (Cherenkov emission), and damped by Landau damping. The Landau damping is proportional to the slope of the (one-dimensional) electron distribution function at velocities matching the wave phase velocity, while the Cherenkov emission is proportional to the number of electrons, i.e. the value of the one-dimensional distribution function, so the shape of the electron distribution function will determine the strength of the plasma line. For low fluxes (e.g. at high phase velocities), and low altitudes, collisions will damp the Langmuir waves toward their thermal level [e.g. *Yngvesson and Perkins*, 1968].

Plasma lines have a number of potential uses: The system constant for the incoherent scatter radar can be determined with good accuracy using plasma frequency measurements, e.g. *Kirkwood et al.* [1986]. Such measurements can also be used to determine the electron temperature independently of the ion line analysis [*Hagfors and Lehtinen*, 1981; *Kirkwood and Bjørnå*, 1992]. By fully combining ion lines and plasma lines in the analysis of incoherent scatter radar data, it is also possible to resolve the temperature / composition ambiguity in the ion

line autocorrelation function [Bjørnå and Kirkwood, 1988]. High time resolution electron temperature estimates can also be made using a combination of ion and plasma lines [Kirkwood *et. al.*, 1995]. Measurements of the plasma line strength in restricted frequency intervals (i.e. filter banks) can be used to estimate the suprathermal electron flux in different energy ranges (e.g. Yngvesson and Perkins [1968]). In this case, however, Landau or collisional damping terms must be significant, as the intensity of the superthermal flux only matters for its relative importance as compared to other influences. This assumption may not always hold as will be discussed later.

Maybe the most promising aspect of the plasma lines is the possibility to measure the electron drift from the Doppler shift of the signal. There are, however, still some theoretical uncertainties in the interpretation of the measurements [Kofman *et. al.*, 1993; Nilsson *et. al.*, 1995].

There is thus much to be gained from an increased use of plasma lines especially for the possibility to measure field aligned currents, where the remaining theoretical uncertainties can only be resolved by further measurements. It is then very valuable to be able to choose those circumstances when plasma line measurements are possible. Several studies of plasma line enhancement have been made, but none complete enough to serve as a guide for all high latitude incoherent scatter radars (e.g. Yngvesson and Perkins [1968]). Though Oran *et al.* [1981] have used relatively detailed model electron fluxes for auroral conditions to validate the flux model, no clear plasma line strength predictions for a variety of geophysical conditions have been published. We have used state of the art model calculations of the superthermal electron distribution for both sunlit and nighttime auroral conditions [Lummerzheim and Lilensten, 1994], and calculated the expected plasma line intensity for different radars (i.e. different transmitter frequencies) and different conditions. These are compared to measurements, to validate the results. The calculated plasma line intensities have also been used to predict the actual signal to noise ratio for different radars, to give a guide to when plasma line measurements should be made with the different radars.

2. Theory

2.1 Langmuir waves

The Langmuir waves giving rise to incoherent scatter plasma lines are high frequency electrostatic electron waves with a frequency close to the resonance frequency of the cold plasma (the plasma frequency, ω_p). The slower ions do not participate in the wave motion, and the collision free solution to the electrons only Vlasov equation give the dispersion relation, which to

first order is

$$\omega^2 = \omega_p^2(1 + 3k^2\lambda_D^2) \quad (1)$$

where ω_p denotes the plasma angular frequency, ω denotes the wave angular frequency, λ_D is the Debye length and k is the wave number of the Langmuir wave. Equation (1) is valid for the field-aligned case as no magnetic field effect is included. The accuracy of this expression, and the need for refinements for certain detailed studies are discussed in several studies (e.g. *Hagfors and Lehtinen* [1981], *Heinselmann and Vickrey* [1992], *Kirkwood and Bjørnå* [1992], *Kofman et al.* [1993]).

The strength of the Langmuir wave is determined from a balance between driving and damping forces. The main driving force is the Cherenkov emission. When a test charge moves through a plasma, it loses energy to collective modes of the plasma. It can be shown [*Ichimaru*, 1992] that the condition for emission in a cold plasma is

$$\omega_p = |\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_0| \quad (2)$$

with ω_p and k as before, and \mathbf{v}_0 is the velocity of the test charge. Equation (2) shows two important aspects of the Cherenkov emission. The first is that the emission mechanism does not depend on the amplitude of the plasma waves already existing in the plasma. The second is that it is the velocity component of the test particle along the wave vector that matters. This means that it is the one dimensional electron velocity distribution along the Langmuir wave vector that determines the Cherenkov emission. It also shows clearly how a change of k vector (essentially a change of radar frequency) will change the velocity of the resonant particle for a given plasma frequency. For a real plasma, the plasma frequency in (2) is exchanged for the Langmuir wave frequency, and the velocity of the resonant particle is still simply the wave phase velocity (ω / k).

Langmuir waves are subject to both collision free (Landau) and collisional damping. The Landau damping is proportional to the slope of the one-dimensional electron distribution function along the Langmuir wave vector (e.g. *Ichimaru* [1992]). Thus, with a positive gradient (more particles at higher energies) there could be Landau growth. However, for an isotropic plasma this will never be the case no matter what the shape of the three-dimensional distribution function. Suprathermal electrons can show considerable structure in the three-dimensional distribution function with positive gradients in the flux - energy spectrum. These, however, always become negative slopes in the one-dimensional distribution.

Collisional damping of the Langmuir waves dominates at low altitudes, where the collision

frequency is high, and at high phase velocities of the Langmuir wave, when there are few resonant particles, making both the Cherenkov emission and the Landau damping terms small (e.g. *Perkins and Salpeter* [1965]). Collisions also excite Langmuir waves, but involve only particles of average energy, and will thus tend to push the wave intensity towards its thermal level.

2.2 Plasma Line Temperature

The different terms presented in section 2.1 can be put together in a simple and elegant expression giving the intensity of the Langmuir waves (e.g. *Yngvesson and Perkins* [1968]). The intensity is usually measured in 'plasma line temperature', T_p , defined as the temperature of a Maxwellian plasma giving the same wave intensity. This is natural, because the wave intensity increases with electron temperature. For higher intensities it is even more convenient to multiply by Boltzmann's constant, and express the temperature in eV. Thus denoting the one-dimensional thermal (Maxwellian) and suprathermal electron distributions $f_m(v)$ and $f_s(v)$ respectively, and the collisional damping term χ , we get:

$$KT_p = \frac{KT_e(f_m(v_\phi) + f_s(v_\phi) + \chi)}{f_m(v_\phi) - KT_e \frac{d}{dE} f_s(v_\phi) + \chi} \quad (3)$$

where K is Boltzmann's constant, T_e the electron temperature, $v_\phi = \omega_{pl} / k$ is the phase velocity of the Langmuir waves which scatter the radar signal, at frequency ω_{pl} and scattering wave vector k , and the collision term is given by

$$\chi = \frac{n_e KT_e v_e}{m \pi k v_\phi^4} \quad (4)$$

$$v_e = v_{en} + v_{ei}$$

$$v_{en} = 5.4 \times 10^{-16} n_n (T_e)^{0.5}$$

$$v_{ei} = [34 + 4.18 \log(T_e^3 / (n_e \times 10^{-6}))] \times [(n_e \times 10^{-6}) / T_e^{1.5}]$$

where n_n is the neutral number density, n_e the plasma number density and m_e the electron mass [*Newman and Oran*, 1981; *Nicolet*, 1953]. The collisional term dominates the damping below 110 km [*Oran et al.*, 1981].

The effects of a magnetic field can be taken into account by replacing the thermal Maxwellian distribution with [*Yngvesson and Perkins*, 1968]:

$$f(v_\phi) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{0.5} \sum_{j=-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-b \sin^2 \theta)}{\cos \theta} I_j(b \sin^2 \theta) \cdot \exp\left(\frac{-(y-j)^2}{2b \cos^2 \theta}\right) \quad (5)$$

Where I_j is the modified Bessel function of the first kind, $b = k^2 2 K T_e / m_e \omega_c$, $y = \omega_{pl} / \omega_c$, ω_c the electron cyclotron frequency and θ the angle between the Langmuir wave vector and the magnetic field. In the examples that follow the field aligned case is discussed unless otherwise stated.

2.3 Suprathermal electron fluxes

Both solar EUV radiation and auroral precipitation give rise to suprathermal electrons in the ionospheric plasma. These electrons will show considerable structure in their distribution, because of both loss and production processes varying over different energy ranges (e.g. *Rees* [1988]). Such structures will influence the ratio between damping and excitation of Langmuir waves, and therefore cause different plasma line enhancements in different energy ranges. It is therefore important to use as accurate a model as possible of the suprathermal electron distribution. We have used model calculations according to the procedure described by *Lummerzheim and Liliensten* [1994].

Three sample photo electron and three auroral secondary energy-flux spectra are shown in Figure 1. In the lower altitude samples (Figure 1, 120, 160 km) the most prominent feature of the spectra is the dip in the 2 - 4 eV region. At higher altitudes the 2 - 4 eV dip, caused by excitation of vibrational levels in N₂, is less prominent. As was shown by *Kirkwood et. al.* [1995], this dip results in a very flat one-dimensional distribution function in the same energy range, giving low Landau damping. It can also be seen that in the auroral case a power law description of the flux is adequate between 10 eV and 100 eV, which covers the reasonable upper limit of plasma line frequencies for the high latitude incoherent scatter radars. In the solar EUV case, there is pronounced structure arising from photo electron production in the 10 - 30 eV range, especially at higher altitudes. As with the N₂ dip this will affect the ratio between damping and excitation, and thus the plasma line strength.

Without competing influences, it is the shape of the suprathermal distribution that determines the plasma line enhancement, not the flux intensity. For a Maxwellian distribution the plasma line temperature will always be the temperature of the Maxwellian for all resonant energies and flux intensities. When there are competing influences, i.e. in the region of low phase energy where the number of thermal electrons is comparable to the number of suprathermal electrons and in the region of high phase energy where the suprathermal fluxes fall to so low levels that their effect becomes comparable to the collision term, the flux intensity of the superthermal

distribution will matter for the relative importance of the different terms. For example, the plasma line temperature for fluxes 100 times those shown in Figure 1 give further enhancements of less than 40 % at 160 and 250 km altitude, if the resonant electrons are below 20 eV, as in these conditions, collisions have little effect. At 120 km collisional terms are important compared to the model fluxes used here, and an increase of the flux 100 times gives significant plasma line temperature enhancements (up to 4 times larger). At the boundary between the thermal and the superthermal region the level of superthermal flux should also be important for the plasma-line enhancement. The transition region between thermal and superthermal influence is usually at rather low energy (below about 2 eV) and rather narrow, and primarily affects plasma-lines in the F-region where the electron temperature is highest. Unless the measurements are made in one of those regions where either collisions or thermal damping are significant, it is not feasible to estimate superthermal electron fluxes from plasma line measurements.

3. Measurement techniques

3.1 Radar Technique

The primary technique of measuring incoherent scatter plasma line strength is that of using filter banks. A number of channels are used to measure the backscattered signal power, each covering a different, narrow, frequency band. These can together cover a broad frequency range. It is also possible to monitor several plasma line frequencies at once with each filter, by transmitting several different frequencies. From each altitude range there will be only one plasma line frequency, and it is thus possible to judge a posteriori which transmitted signal caused the return signal (e.g. *Fredriksen et. al.* [1989]).

It is also possible to measure frequency spectra, in either narrow or wide filters. This is most useful at the peak of the F region, where the electron density maximum gives a clear plasma line frequency maximum, and thus a clear frequency cut off of the signal. By chirping the radar [*Birkmayer and Hagfors*, 1986] it is possible to create an artificial maximum in the returned signal by matching the plasma line frequency gradient with a transmitter frequency gradient. For bi- or tristatic systems the limited scattering region for the remote sites will give an essentially Gaussian shape of the measured spectra, allowing for spectral measurements from any altitude.

3.2 Analysis technique

The plasma line temperature is calculated from the observed power in the incoherent scatter measurements, using the expression of *Yngvesson and Perkins* [1968], (16) and (17) transformed to SI units:

$$KT_p = \frac{A_{pl} C_s P_{rp} r_p^2}{P_t \delta r_p} \quad (6)$$

where C_s is the system constant [Kirkwood *et al.*, 1986], P_{rp} is the power received in the plasma line channel, r_p is the range to the scattering volume, δr_p is the range contributing to the scattered plasma line signal and P_t is the transmitted signal. This is essentially the same as the equation relating incoherent scatter ion line strength to the so called raw electron density. The factor A_{pl} reflects both the different scattering cross section of Langmuir waves as compared to ion acoustic waves, and the possible different radar gains over the frequency interval covered by the returned plasma line signal. Thus

$$A_{pl} = g^{\pm} e^2 / \epsilon_0 k^2 \quad (7)$$

where g is a gain factor found by calibration (using e.g. observations of radio stars), e the electron charge, ϵ_0 the permittivity of free space and k the wave number of the scattering wave.

The most difficult factor to estimate is the range contributing to the scattered plasma line signal, δr_p . The received signal is the convolution of the transmitted pulse and the altitude profile of the scattered power. In the E region the scattering region is typically smaller than the range resolution of the measurements, and the best estimation is achieved by using measured plasma frequencies (from all available filters in a filter bank) to define the plasma-line frequency - altitude profile. The range contributing to each receiver filter band can then be calculated. This has been described in detail by Kirkwood *et al.* [1995].

In F region experiments, both scattering volume and pulse length are typically larger than the range gating. The plasma line power profiles thus show how the returned power increases with time (normally interpreted as range) as more and more of the pulse and the scattering region overlap. If the pulse length is longer than the scattering range, then the maximum backscattered signal will be obtained when all of the scattering region is illuminated by the pulse. Otherwise maximum signal will be for the time all of the signal illuminates part of the scattering region. In Figure 2 a number of such plasma line power profiles are shown. One can note that the signal is not constant at the peak, but slightly increasing with height. This is because the decrease of the received signal with r_p cannot be ignored. δr_p is not negligible compared to r_p , and if the nominal r_p for the gates are used to get KT_p according to formula (7) (convolved with the pulse in Figure 2), then the signal strength will first be underestimated and later overestimated. The fitted (solid lines) functions in Figure 2 have taken this into account. The functions assume the scattering region to be one continuous range interval with equal plasma line temperature throughout, and are fitted to the data using least squares.

For frequency spectra measurements at the peak of the F region, only one signal gate will be obtained. The shape of the spectra is determined by the enhancement and scattering range interval for the observed frequencies. To compare measurements with the predictions, the simplest approach is to use ion line measurements to calculate the plasma line frequency as a function of altitude, and through that calculate the scattering range interval.

It is important to note that it is the plasma line temperature times the length of the illuminated region that gives the basic signal strength. We will use 'convolved KT_p ' in this paper to denote this. To calculate the actual signal strength received by the radar, one must take system noise, system constant and transmitted power into account using the following formula for signal to noise ratio, SNR:

$$SNR = \frac{P_t \delta r_p K T_p}{r_p^2 A_{pl} C_s K T_{Back} \Delta f} \quad (8)$$

where T_{Back} is the background temperature, i.e. the system noise, and Δf is the receiver bandwidth.

4. Predictions and tests

4.1 Predictions

The predictions are presented in subsequent sections, ordered after radar system. Two cases are presented, quiet daytime conditions and auroral conditions. Though there are differences in neutral atmospheric density and photo electron fluxes between high and low solar activity, the main difference concerning plasma line measurements is in the electron density. Thus the predictions (made using high solar activity values) will be useful for both high and low solar activity. The differing electron densities (and thus plasma frequencies) generally present at solar maximum and solar minimum will however greatly affect the possibility to measure plasma lines.

Predictions for three altitudes will be plotted, 120, 160 and 250 km. 120 km is a height where collisions are still important (for the neutral atmosphere and photo electron fluxes used), 160 km is high enough for collisions to be basically negligible, and 250 km is a typical altitude for the peak of the F region. The electron temperature will be important for the lowest plasma line frequency observable, and is set to typical values of 400, 1000 and 2000 K for the

respective altitudes. Neutral densities used were taken from the MSIS-90E model [Hedin, 1987, 1991], using f10.7 index 180 and Ap index 19, day of year 183. For daytime measurements (local time 12) the neutral densities were $4.1 \cdot 10^{17}$, $3.2 \cdot 10^{16}$ and $2.9 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, and the neutral temperatures 413, 926 and 1250 K for 120, 160 and 250 km altitude respectively. For the auroral nighttime conditions (local time 24) the corresponding values used were $4.5 \cdot 10^{17}$, $3.5 \cdot 10^{16}$ and $2.7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$, 394, 801 and 1020 K.

The auroral primary flux used as input to the model calculating the secondary flux is a 1 keV Maxwellian with a total energy flux $25 \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. This energy is fairly typical for auroral precipitation although higher energies of a few keV are not unusual. As the resonant electrons driving Cherenkov emission for all realistic plasma-line cases are well below the energies of typical primary fluxes, the predictions should be representative for most auroral cases. Higher energy primary fluxes will, however, deposit most of their energy at lower altitudes, which causes stronger secondary fluxes and therefore stronger plasma line enhancements at lower altitude than our sample flux. Examples of such fluxes giving much stronger enhancement at 120 km than in our prediction have been described by Kirkwood *et al.* [1995].

The signal to noise ratio (SNR) will also be given together with the plasma line temperature. As this prediction is most important for the measurement of frequency spectra at the peak of the F region, the conversion factor from KT_p to SNR has been calculated for an altitude of 250 km, a scattering range interval of 30 km (which requires a pulse length larger than 200 μs) and a receiver bandwidth of 100 kHz (experimental values from Nilsson *et al.* [1996]). It has also been assumed that the cut off is centered in the received frequency interval, as will typically be the case for actual measurements. This is important only for comparisons between estimated experimental SNR and the prediction. Radar system constant, system noise and transmitted power vary for the different radars, and the values used are given in the appropriate sections below. To use the SNR for the other altitudes, it is possible to compensate for the range difference (according to (8)), and divide by 30 to get the SNR per scattering km. The actual values of the scattering range will vary much more in the dynamic E region (during aurora) than in the F region.

4.2 Tests

The theoretical results have been tested by comparison with EISCAT UHF and VHF measurements. Power profiles that can be analyzed using (6) have been used to calculate the plasma line temperature from the measurements. For measurements at the peak of the F region the expected signal strength has been calculated using the ion line results (according to (8)), and compared to the measured signal strength (SNR) over the receiver bandwidth. The measured

SNR is the ratio of the range gate containing the F region peak (cut off) plasma line signal to an empty gate (lowest received power). This comparison is made also for the remote sites. For the remote sites, the receiver bandwidth was 1 MHz, and the SNR over the total bandwidth was negligible. Instead an interval of 20 kHz around the peak was used.

4.3 The EISCAT UHF and Søndre Strømfjord radars

With scattering wave numbers of about 39 and 56 m^{-1} , these two radar systems represent the upper range in scattering wave number. As the energy range of interest for plasma line enhancements is that corresponding to the phase velocity of the scattering wave (ω_{pl} / k), this means the lowest energy range for the suprathermal electrons. This of course also means that for low enough plasma line frequencies or high enough electron temperatures the resonant particles may fall within the thermal region, and no plasma line enhancement is obtained. The predictions for the EISCAT UHF are shown in Figure 3 and for Søndre Strømfjord in Figure 4. The system constant used for EISCAT UHF was $C_s = 1.8 \cdot 10^{27}$ (defined for (8), actually $C'_s \cdot c_0 / 2$ where c_0 is the speed of light and C'_s the more common definition of the system constant used in *Kirkwood et al.* [1986]). Transmitted power was set to 1 MW and the system noise to 120 K (actual value for some of our experiments, though the present day value is often as good as 100 K, giving a corresponding increase in the SNR). With the definition of SNR used here, a pulse repetition period of 9960 μs and an integration time of 5 seconds, the SNR should be above 15% for usable plasma line spectra, suitable for electron drift measurements (experimental values *Nilsson et al.* [1996]). For Søndre Strømfjord the system constant used was $C_s = 3.3 \cdot 10^{27}$ (from *Valladares et al.* [1988]), system noise 110 K and the transmitted power 4 MW. The large wave number and high transmitted power give a very good SNR for the Søndre Strømfjord radar. But if up and downshifted plasma lines cannot be measured simultaneously, which has been the case with the Søndre Strømfjord radar, the statistics are correspondingly reduced. Further, the pulse repetition used for the EISCAT UHF above is on the limit of the capabilities of the Søndre Strømfjord radar (with a duty cycle of 3 %), so significantly higher SNR may be needed with the Søndre Strømfjord radar to achieve good frequency spectra estimates. In practice, plasma frequencies above 7 MHz seem to be needed for F region plasma line measurements at Søndre Strømfjord (*C. Heinselmann*, priv. comm.), in agreement with our prediction of a sharp increase in KT_p at such frequencies.

The predictions for the auroral E region have been discussed in detail by *Kirkwood et al.* [1995], and have been found to agree very well with both the measurements of the authors (from the EISCAT UHF radar) and those of *Valladares et al.* [1988] from the Søndre Strømfjord radar. Note that *Valladares et al.* [1988] present their signal strength in K relative to the system noise of 110 K, which is almost the same as SNR. The maximum signal strength detected was

40 K, which corresponds to an SNR of 36 %. Estimating the altitude to 140 km, setting the wave intensity to 7 eV (Valladares et al's estimation) and the scattering range to 500 m, our model predicts an SNR of 32 %.

Daytime E region measurements have been published [Bjørnå and Kirkwood, 1986] for low plasma line frequencies of 3 to 4.25 MHz. These are from a range between the thermal region (no enhancement) and the photo electron enhanced region. Simulations like those shown in Figure 3, but using altitudes and electron temperatures given in the paper of Bjørnå and Kirkwood [1986], give plasma line temperatures in the range 0.2 to 0.6 eV, well consistent with those observed except for two measurement points of 1 eV plasma line temperature at 3.25 and 3.5 MHz and 130-140 km. This is about a factor of 2 more than expected which might possibly be explained by an underestimated scattering range interval in the calculation of the measured plasma line temperature.

For the test of the day time F region measurements, the F region cut off measurements presented in detail in Nilsson *et. al.* [1996] have been used. The test here has been to calculate the SNR at the peak of the F region using the ion line measurements to determine the shape of the profile, and to compare this to the measured SNR. The result for two hours on 27 July 1993 is shown in Figure 5, and shows an excellent agreement. The time variation in Figure 5 comes from varying electron density, giving a plasma line frequency varying between 6.1 and 6.5 MHz. The electron temperature was close to 2300 K for all the period. For the same day, remote site measurements are also available. The predicted SNR for the two EISCAT UHF remote sites is shown in Figure 6. The electron temperature has been assumed to be 2000 K, the transmitted signal to be field aligned from Tromsø, and the altitude to be 250 km. The wave numbers of the scattering waves were for Kiruna $k=36.1 \text{ m}^{-1}$ and for Sodankylä $k=33.3 \text{ m}^{-1}$. The main reasons for the stronger signal in Kiruna are geometrical; for Sodankylä the scattering volume is smaller (giving a factor of 2 difference as compared to Kiruna), and the range to the scattering volume is larger (giving about 50% further difference). The lower k vector for Sodankylä gives about 15% further reduction, and finally the larger wave vector angle to the magnetic field pushes the enhancement of the plasma line to slightly higher frequencies.

The average SNR value observed in Kiruna was 16 % during the period when clear signals were received, in good agreement with the prediction of 18 % for the same time interval. Some weak plasma lines were also obtained at Sodankylä, with SNR reaching at most 5%, also in accordance with the theory.

For the auroral F region case plasma line power profiles are available from filter bank experiments on August 6 1990. These have been analyzed by fitting theoretical functions to the measured profiles, as discussed earlier and shown in Figure 2. The fit consists of a minimization

of the square of the difference between the model and the data. This minimization is time consuming, and sometimes fails. Thus the fit must be manually inspected as can be done in Figure 2. The advantage with this fit is that both the upper and lower slope and the (relatively) constant peak depend on the scattering range (and the pulse length which is known). The plasma line temperature from this analysis for the plasma line frequency of 6.4 MHz is relatively constant at around 0.7 eV for the event shown in Figure 2. Simulations of the same time period give results averaging around 0.6 eV. This may seem low compared to the prediction in Figure 3, the reasons being a higher electron temperature (often more than 2500 K), and an angle of 13° to the geomagnetic field during the experiment in question.

4.4 The EISCAT VHF radar

With a frequency of 224 MHz and wave number of about 9.6 m^{-1} , the electron energy range of interest to the EISCAT VHF radar is considerably higher than for the previously described radars. For most auroral cases the resonant electrons will be in the power law region above 10 eV described in section 2.4 and shown in Figure 1 (right-hand panel), giving enhancements as shown in Figure 7. In the photo electron case the structure in the 10 - 20 eV region will prove to be of great importance, as can also be seen in Figure 7 (left-hand panel). For the SNR scale a system constant of $4.5 \cdot 10^{26}$, a system temperature of 200 K and a transmitted power of 1.5 MW were used. Note also that an angle of 13 degrees to the geomagnetic field has been used.

During the plasma line campaign in July 1993 described in *Nilsson et al.* [1996] the VHF radar was run simultaneously. Only a few very weak plasma lines were detected, at the end of the campaign when the plasma line frequency fell below 6 MHz. This is consistent with the low predicted SNR as shown in Figure 7, increasing slightly towards lower frequencies.

A better test can be made by simulating the very good measurements published by *Fredriksen et al.* [1989]. The signal strength is in their paper represented with the parameter 'Q', which is essentially the convolved KT_p used in this paper, but with a scale factor. The VHF plasma lines were measured in three receiving channels each with 20 kHz bandwidth. By transmitting two different pulses at 224.8 and 225.4 MHz, 6 different frequency bands (4.0, 4.2, 4.4, 4.6, 4.8 and 5.0 MHz) were covered. In each band signal was returned from two heights, one below and one above the F region maximum (except for when the maximum received frequency band coincided with, or was below, the peak plasma line frequency of 5 MHz). From plate 1 in the *Fredriksen et al.* [1989] paper it is possible to determine a plasma line frequency vs. altitude profile, which can be interpolated. The theoretical plasma line enhancement along the interpolated profile can be computed and convolved with the transmitted pulse to achieve the

maximum returned signal from the different scattering regions. This simulation can then be compared to the measured plasma line signal. The comparison for a sample time (10:10 UT) is given in table 1. In the comparison it is important to note that in these measurements two different pulse lengths were used, 110 and 210 μs , not two 210 μs as is said in the paper (*Fredriksen*, priv. comm.). Most features of the observations can be correctly modelled, as summarized in table 1, i.e. the strong collisional damping of the lower 4 MHz plasma line, and the strong high altitude 4.0, 4.2, 4.4 MHz plasma lines. The observations from the high-altitude 4.6 and 4.8 MHz plasma lines appear strong compared to the prediction, but this may have to do with scattering range estimations. The same can account for the lower 4.2 MHz being stronger than the 4.4 MHz, which is correctly modelled through a larger scattering range. In the *Fredriksen et al.* [1989] data there is also a clear time variation in the lower 4.2 MHz plasma line strength. This is well correlated with a varying altitude of the scattering region, with the higher altitudes giving stronger plasma line signals. This can be explained by lower collisional damping at the higher altitude and agrees well with simulations. The data set clearly show that there are strong enhancements in the 4 - 5 MHz region, in accordance with the prediction.

4.5 The EISCAT Svalbard radar

The EISCAT Svalbard radar will operate with a frequency of 500 MHz, and the scattering wave number will thus be about 21 m^{-1} . Predictions for daytime and auroral conditions are shown in Figure 8. The system constant used for calculating SNR was the same as for EISCAT UHF, $C_S=1.8 \cdot 10^{27}$, the system temperature was set to 150 K, and the transmitted power 0.5 MW. The SNR values obtained are quite low, partly because of the low transmitted power but also because of the k vector dependence giving a factor about 4 less than for e.g. the EISCAT UHF radar. As can be seen the EISCAT Svalbard radar can be expected to see enhanced plasma lines over a broad frequency range, but the SNR may be too low to allow for good plasma line spectra measurements at the peak of the F region unless the transmitter power can be increased.

5. Summary

The main result of this paper is to show that the most promising plasma line measurements in the F region will be made with the high frequency radars (i.e. Søndre Strømfjord and EISCAT UHF) for high solar activity (high plasma frequencies). These will then measure the strongest plasma line signals, and at the same time give the best electron drift resolution (due to the proportionality of the Doppler shift to the wave number), as compared to the lower frequency radars (i.e. EISCAT VHF and Svalbard). The lower frequency radars on the other hand, show

enhancement of the plasma lines over a much broader frequency range, and can be used also during low solar activity.

In the auroral E region, where the electron density (plasma line frequency) depends on the incident energetic precipitation, the EISCAT UHF and Søndre Strømfjord radars are once more the preferred choice. The strong enhancement in the N₂ dip region give strongly enhanced plasma lines for typical auroral conditions (5-7 MHz plasma line frequency for the EISCAT UHF).

Concerning the use of plasma lines to determine suprathermal fluxes, it is found that for typical EISCAT UHF / Søndre Strømfjord F region measurements, the phase energies of the resonant electrons are in an interval where a determination of the intensity of the flux is dependent on the competing influence of the thermal electrons. At the peak of the F region the thermal plasma is usually hot enough that there is some competition in influence between the thermal and suprathermal distributions for typical plasma line frequencies of 5 - 7 MHz (depending on electron temperature). Comparison between the strength of the up and downshifted plasma line enhancement can then be used to estimate the relative upward and downward flux of electrons. However, such differences will most likely be small. The gain over the received frequency range may vary about as much (some 10 %) and must be carefully estimated (for example using radio stars). Frequency differences between the up and downshifted plasma lines may also be a problem for estimating flux anisotropy, especially at the peak of the F region where the cut off may occur within the receiving bandwidth. Such anisotropies close to the thermal region and at the resonance frequency of the plasma line may however influence the dispersion of the plasma line (e.g. Nilsson *et al.* [1996]). It is thus worthwhile to use plasma lines to try to study such anisotropies experimentally .

For the resonant energies appropriate for typical EISCAT VHF measurements the collisional influence is typically significant and thus allows for determination of suprathermal fluxes using plasma lines. However, using 100 times our model flux still give further plasma line enhancements of less than 4 times, so the accuracy of the method is limited.

References

- Birkmayer, W., and T. Hagfors**, Observational technique and parameter estimation in plasma line spectrum observations of the ionosphere by chirped incoherent scatter radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 1009-1019, 1986.
- Bjørnå, N., and S. Kirkwood**, Observations of natural plasma lines in the E region and lower F region with the EISCAT UHF radar, *Ann. Geophys.*, **4**, 137-144, 1986.
- Bjørnå, N., and S. Kirkwood**, Derivation of ion composition from a combined ion line / plasma line incoherent scatter experiment, *J. Geophys. Res.*, **93**, 5787-5793, 1988.
- Fredriksen, Å, N. Bjørnå and T.L. Hansen**, The first EISCAT two-radar plasma-line experiment, *J. Geophys. Res.*, **94**, 2727-2731, 1989.
- Hagfors, T. and M. Lehtinen**, Electron temperature derived from incoherent scatter radar observations of the plasma line frequency, *J. Geophys. Res.*, **86**, 119-124, 1981.
- Hedin, A. E.**, MSIS-86 thermospheric model, *J. Geophys. Res.*, **92**, 4649, 1987.
- Hedin, A. E.**, Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **96**, 1159-1172, 1991.
- Heinselman, C. J. and J. F. Vickrey**, On the frequency of Langmuir waves in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **97**, 14905-14910, 1992.
- Ichimaru, S.**, *Statistical Plasma Physics Volume 1: Basic Principles*, Addison Wesley Publishing Company, 1992.
- Kofman, W., J.-P. St.-Maurice**, Heat flow effect on the plasma line frequency, *J. Geophys. Res.*, **98**, 6079-6085, 1993.
- Kirkwood, S., P. N. Collis and W. Schmidt**, Calibration of electron densities for the EISCAT UHF radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**, 773-775, 1986.
- Kirkwood, S. and N. Bjørnå**, Electron temperatures determined by tristatic plasma line observations with the EISCAT UHF incoherent scatter radar, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 661-664, 1992.

Kirkwood, S., H. Nilsson, J. Lilensten and M. Galand, Strongly enhanced incoherent-scatter plasma lines in aurora, *J. Geophys. Res.*, **100**, 21343-21355, 1995.

Lummerzheim, D, and J. Lilensten, Electron transport and energy degradation in the ionosphere : evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments, auroral observations, *Ann. Geophys.*, **12**, 1039-1051, 1994.

Newman, A., E. Oran, The effects of electron-neutral collisions on the intensity plasma lines, *J. Geophys. Res.*, **86**, 4790-4794, 1981.

Nicolet, M., The collision frequency of electrons in the ionosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **3**, 200-220, 1953.

Nilsson, H., S. Kirkwood and N. Bjørnå, Bistatic measurements of incoherent-scatter plasma lines, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **58**, 175-188, 1996.

Oran, E.S., V. Wickwar, W. Kofman and A. L. Newman, Auroral plasma lines: A first comparison of theory and experiment, *J. Geophys. Res.*, **86**, 199-205, 1981.

Perkins, F., and E. E. Salpeter, Enhancement of plasma density fluctuations by nonthermal electrons, *Physical Review*, **139**, A 55 - 62, 1965.

Rees, M. H., *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, 1988.

Valladares, C.E., M. C. Kelley and J.F. Vickrey, Plasma line observations in the auroral oval, *J. Geophys. Res.*, **93**, 1997-2003, 1988.

Yngvesson , K.O, and F.W. Perkins, Radar Thomson scatter studies of photoelectrons in the ionosphere and Landau damping, *J. Geophys. Res.*, **73**, 97-110, 1968.

Figure Captions

Figure 1 Model photo electron and auroral electron fluxes for 120, 160 and 250 km altitudes. The photo electron fluxes have been calculated for high solar activity conditions, $f_{10.7}$ index = 180. The auroral electron fluxes have been calculated using a 1 keV Maxwellian primary flux of $25 \text{ ergs} / \text{cm}^2 / 2$.

Figure 2 Altitude profiles of plasma line intensity at 6.4 Mhz on August 6 1990. The '+' signs denotes the upshifted signal, and the 'o' donotes the downshifted signal. The measured signal is multiplied with nominal gate range squared, and not compensated for different receiver gains. The solid lines are least square fits of a theoretical function (a single, uniform scattering range convolved with a 54 km (360 μ s) pulse, and compensated for the use of nominal gate range to the scattering region in the measured data).

Figure 3 Predicted plasma line strength for the EISCAT UHF radar for daytime and auroral conditions and three different altitudes. The left y-axis gives the plasma line temperature in eV, the right y-axis the F region (250 km) signal to noise ratio for typical conditions (see text for details). The lower x-axis gives the plasma line frequency, while the upper gives the phase energy for the resonant electrons (for comparisons with Figure 1).

Figure 4 Predicted plasma line strength for the Søndre Strømfjord radar for daytime and auroral conditions and three different altitudes. The left y-axis gives the plasma line temperature in eV, the right y-axis the F region (250 km) signal to noise ratio for typical conditions (see text for details). The lower x-axis gives the plasma line frequency, while the upper gives the phase energy for the resonant electrons (for comparisons with Figure 1).

Figure 5 Comparison between measured and predicted signal to noise ratio for plasma line measurements at the peak of the F region 27 July 1993. The thick gray line denotes measured SNR, the thin black line is the theoretical value calculated from ion line parameters.

Figure 6 Predicted plasma line strength for the EISCAT UHF remote sites (Kiruna and Sodankylä) for daytime and 250 km altitude. The left y-axis gives the plasma line temperature in eV, the right y-axis the signal to noise ratio for a typical experimental configuration (see text for details). The lower x-axis gives the plasma line frequency, while the upper gives the phase energy for the resonant electrons (for comparisons with Figure 1).

Figure 7 Predicted plasma line strength for the EISCAT VHF radar for daytime and auroral

conditions and three different altitudes. The left y-axis gives the plasma line temperature in eV, the right y-axis the F region (250 km) signal to noise ratio for typical conditions (see text for details). The lower x-axis gives the plasma line frequency, while the upper gives the phase energy for the resonant electrons (for comparisons with Figure 1).

Figure 8 Predicted plasma line strength for the EISCAT Svalbard radar for daytime and auroral conditions and three different altitudes. The left y-axis gives the plasma line temperature in eV, the right y-axis the F region (250 km) signal to noise ratio for typical conditions (see text for details). The lower x-axis gives the plasma line frequency, while the upper gives the phase energy for the resonant electrons (for comparisons with Figure 1).

Table 1 The first row shows the approximate altitude of a plasma line scattering region, as estimated from plate 1 of *Fredriksen et al.* [1989]. Row two shows frequency of the observed plasma lines, going from 4 up to 5 MHz, and then back down to 4 MHz above the peak of the F region. Row 3 shows the plasma line signal strength as $\log Q$, where Q is defined in the paper of *Fredriksen et al.* [1989], whereas row 4 shows the $\log Q$ values obtained from a simulation using the model fluxes presented in this paper.

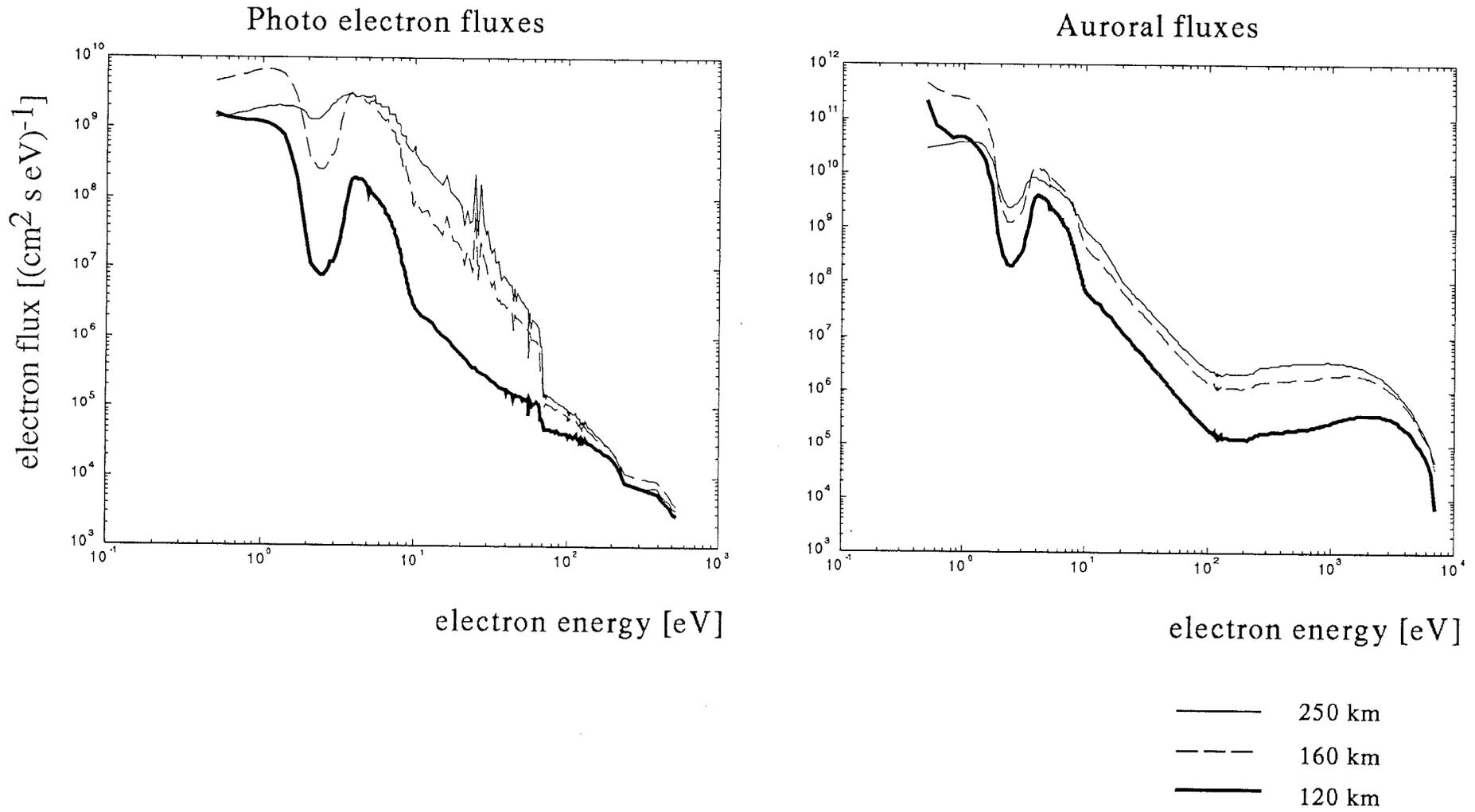


Figure 1

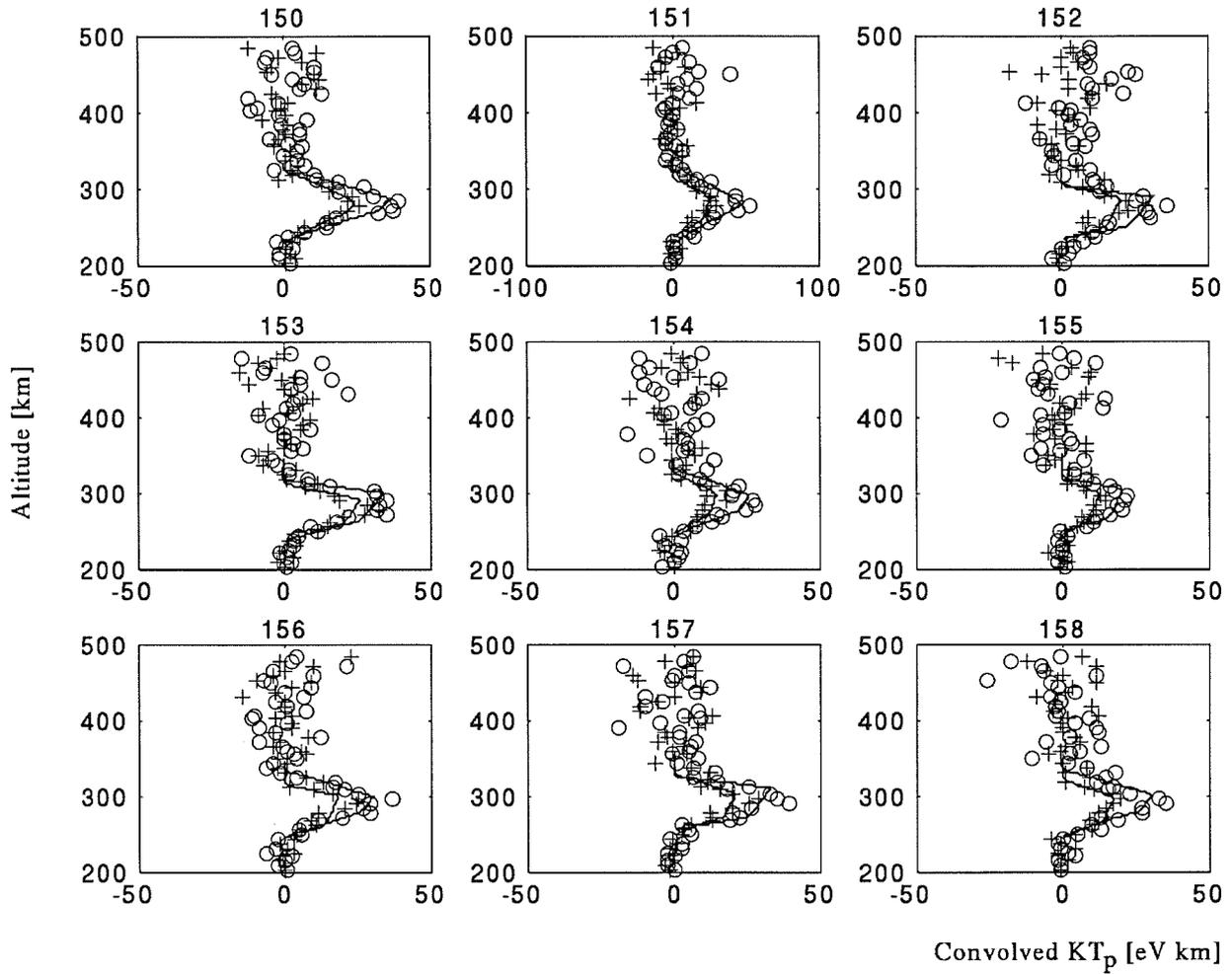
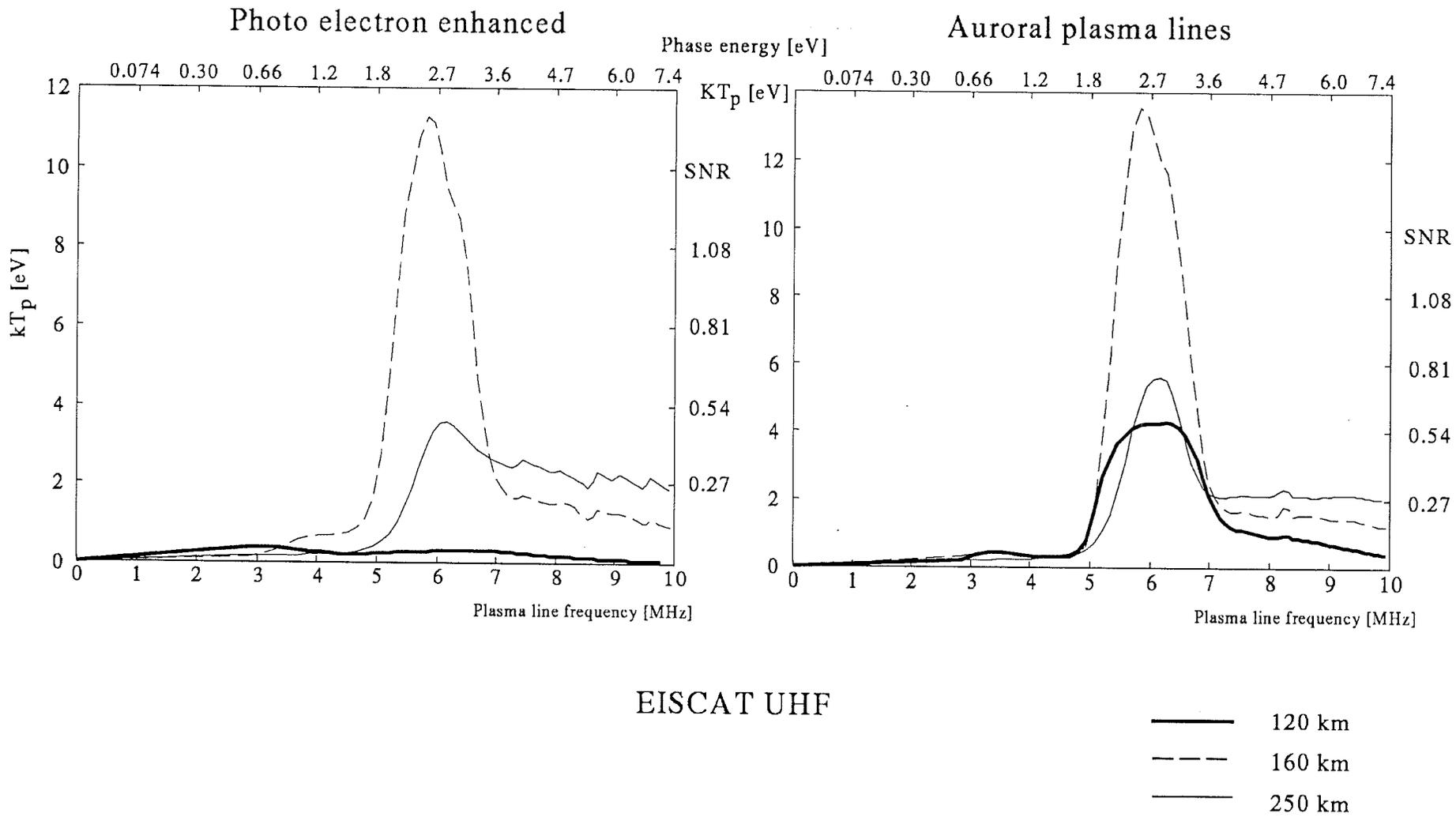
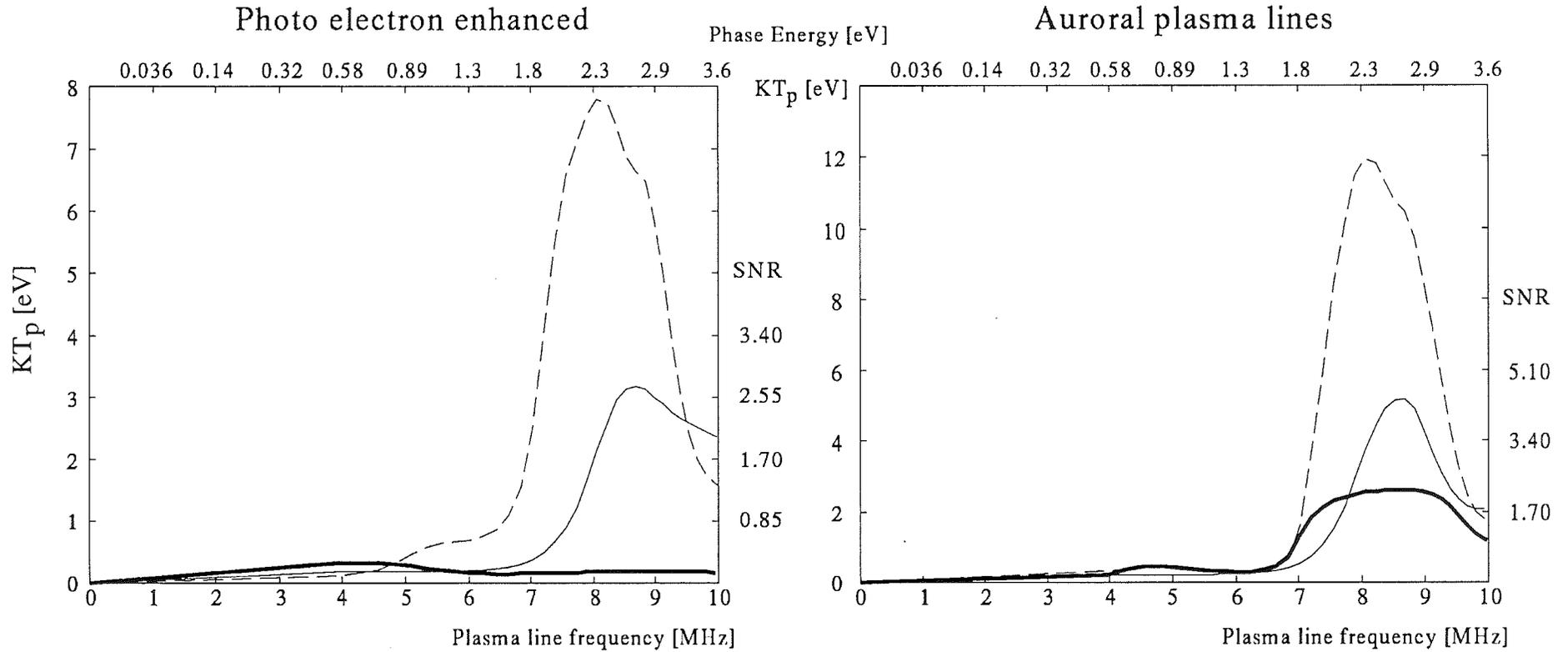


Figure 2



EISCAT UHF

Figure 3



Søndre Strømfjord

- 120 km
- - - 160 km
- 250 km

Figure 4

Plasma Line Signal to Noise Ratio July 27 1993

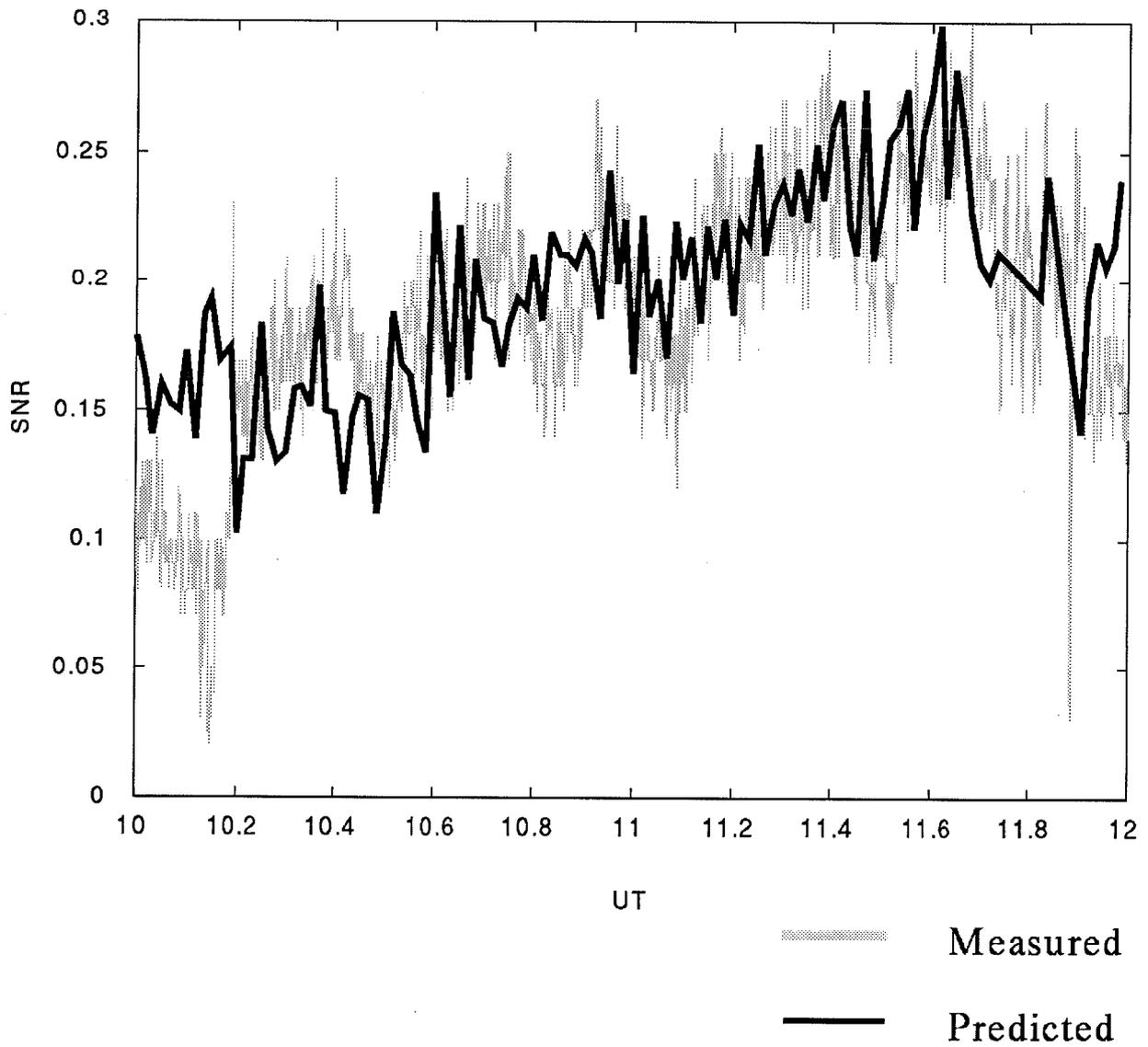


Figure 5

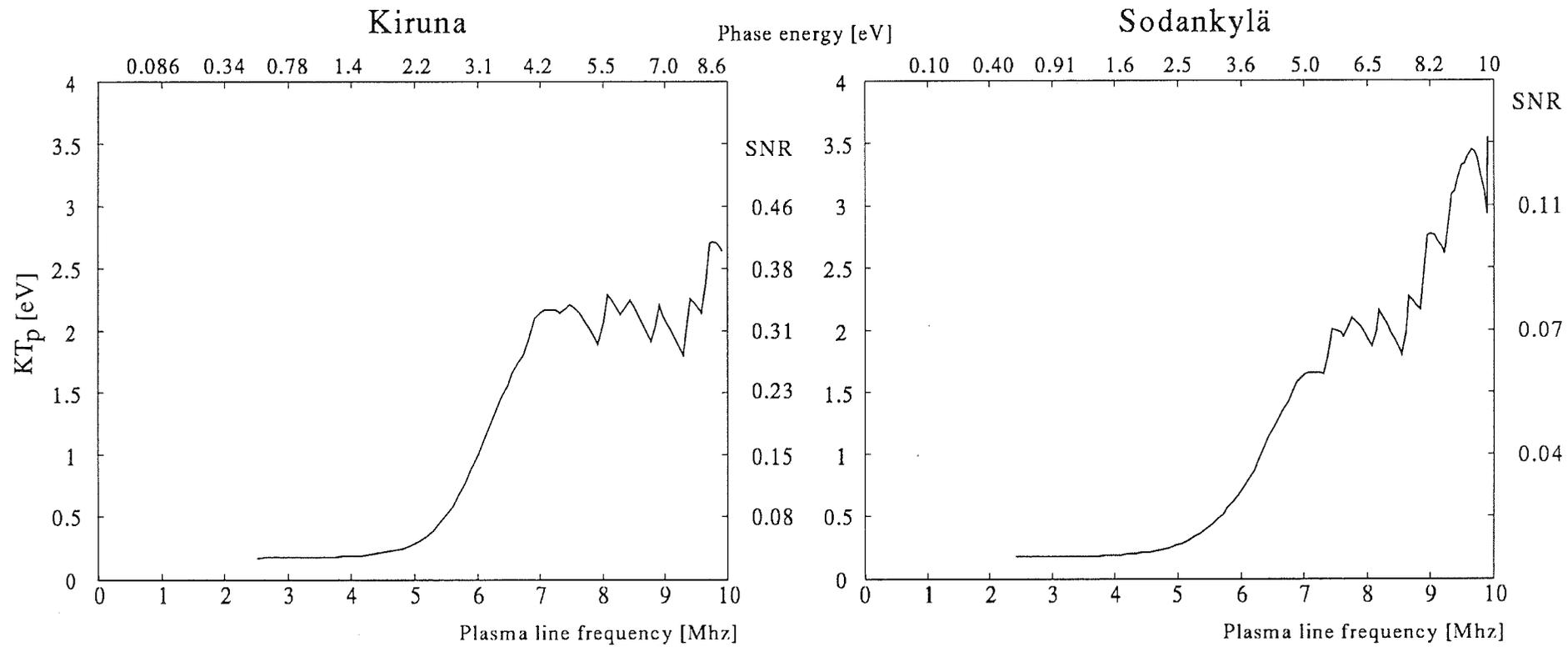
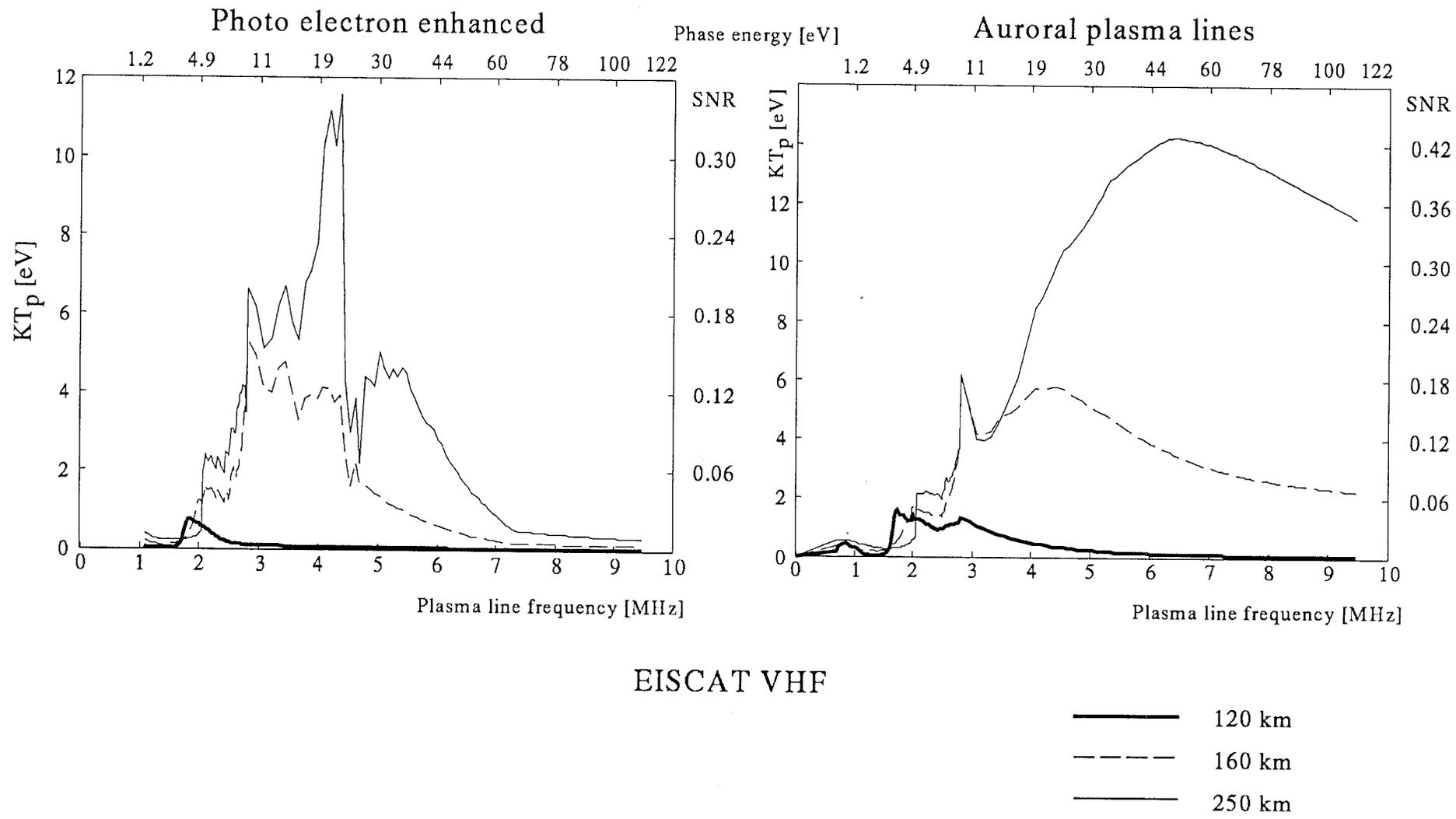
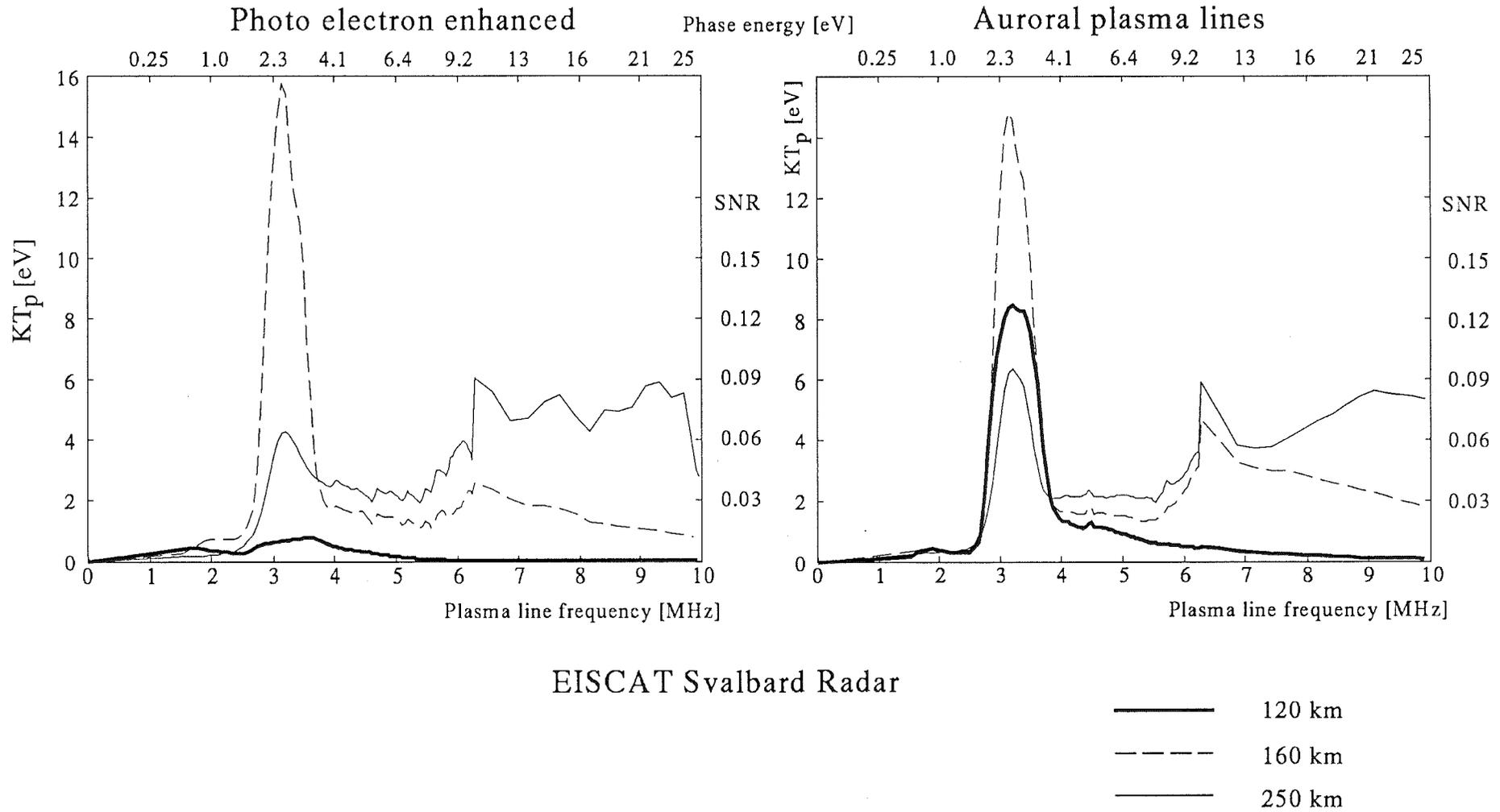


Figure 6



EISCAT VHF

Figure 7



EISCAT Svalbard Radar

- 120 km
- - - 160 km
- - - 250 km

Figure 8

Table 1

Altitude (km)	150	165	185	190	200	222
Frequency (MHz)	4.0	4.2	4.4	4.6	4.8	5.0
log Q measured	8.7	9.4	8.9	8.9	9.3	9.9
log Q simulated	8.6	9.4	8.8	8.6	9.0	9.8

Altitude (km)	245	255	265	280	290
Frequency (MHz)	4.8	4.6	4.4	4.2	4.0
log Q measured	9.7	9.7	9.2	9.4	9.7
log Q simulated	9.0	8.8	9.4	9.5	9.6

DETERMINATION DU PROFIL DE LA TEMPERATURE DE PLASMA SUR JUPITER

Marina Galand *, Jean Lilensten *, Renée Prangé ** et Daniel Régo **

* CEPHAG, Grenoble

** IAS, Orsay

Secondes Rencontres 'MAGnétoSphères et Ionosphères des Corps du Système Solaire'
Gap, 1994

Les photons EUV issus du rayonnement solaire possèdent un spectre capable d'ioniser les gaz neutres de l'atmosphère de Jupiter. L'atténuation du flux solaire peut être modélisée par la loi de Beer-Lambert. Il est possible d'en déduire la production des photoélectrons et celles des ions. Ces productions sont aussi fonction de la densité des espèces neutres et de leur section efficace de photoionisation. D'après l'équation de continuité, un profil de densité électronique peut ensuite être calculé à partir de la donnée de ces productions. Toutefois, les valeurs obtenues pour la densité sont beaucoup trop élevées par rapport à celles mesurées par la sonde Voyager 1. C'est pour cette raison que certains auteurs, tels que *Chen* [1982], *McConnell et al.* [1982] et *Majeed et McConnell* [1991] ont modifié la chimie ou introduit un vent vertical ionique induit par des vents neutres ou des champs électriques (cf. Figure 1).

A partir du profil de densité électronique mesurée par Voyager 1 et des profils de productions électronique et ioniques calculées, nous avons cherché à déterminer la température de plasma T_p . Celle-ci, prise jusqu'à présent égale à la température neutre T_n , intervient non seulement dans le calcul des fréquences de collision ion-neutre et des taux de réaction, mais aussi et surtout dans la vitesse des ions dont dépend l'équation de continuité.

La détermination de la température de plasma repose sur l'équation de continuité associée à H^+ et l'équation du mouvement appliquée aux électrons et aux ions H^+ . Ces calculs sont valables en haute altitude ($z > 500$ km, pour $z=0$ pris à $P=1$ mbar), région où l'ion H^+ est majoritaire en densité. Il est à noter qu'en raison de sa longue durée de vie (60 jours joviens), la production de H^+ doit être moyennée sur une journée jovienne pour être représentative de sa valeur réelle. Le seul problème est que nous ne disposons pas d'une valeur de la température de plasma à une altitude donnée. Cela introduit un paramètre libre pour les conditions initiales ; de ce fait, seul un profil relatif peut être déterminé pour la température de plasma. L'allure de ce profil ne varie cependant pas sensiblement avec le choix des conditions limites (cf. Annexe 3.1).

Outre la densité électronique mesurée par V1 et la production calculée de l'ion H^+ , les données utilisées sont les fréquences de collision ion-neutre et le modèle d'atmosphère neutre déduit de mesures de V1 dans la même région d'observation que la densité neutre [McConnell et al., 1982]. L'ensemble de ces données est présenté sur la Figure 3.

Le profil de la température de plasma obtenu, illustré Figure 4, exhibe une structure à deux couches : la température diminue avec l'augmentation de l'altitude dans la région basse, puis augmente avec l'altitude dans la région haute. Le tout est maintenant de savoir si cette structure est réelle ou est un artifice de calcul. La température de plasma, prise égale jusqu'à présent à la température neutre, peut être à l'origine de la difficulté rencontrée à retrouver, par le calcul, la densité électronique mesurée par la sonde Voyager 1. Affaire à suivre...

Références :

- Chen, R. H. , Time-Dependent Calculations of Jupiter's Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, **87**, 167-170, 1982.
- Kim, Y. H. and J. L. Fox , The Jovian Ionospheric E Region, *Geophys. Res. Letters*, **18**, 123-126, 1991.
- McConnell, J. C., Holberg, J. B., Smith, G. R., Sandel, B. R., Shemansky, D. E. and Broadfoot, A. L., A New Look at the Ionosphere of Jupiter in Light of the UVS Occultation Results, *Planet. Space Sci.* , **30**, 151-167, 1982.
- Majeed, T. and McConnell, J. C., The Upper Ionospheres of Jupiter and Saturn, *Planet. Space Sci.* , **39**, 1715-1732, 1991.

ANNEXE 3.1

METHODE DE CALCUL DE T_p

Δ Equation de continuité ($i \leftarrow H^+$)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \nabla \cdot (n_i \cdot \vec{v}_i) = P_i - n_i \cdot L_i \quad (1)$$

- Dans la région d'observation de V1 :

$$\bullet n_i = [H^+] = n_e \quad \bullet \frac{\partial n_i}{\partial t} = 0 \quad (\text{cf. Figure 2})$$

$$\bullet H^+ + e^- \rightarrow H + h\nu \quad L_i = r_2(z) \cdot n_e^2(z)$$

- Projection sur l'axe vertical z :

$$\frac{d(n_e(z) \cdot v_{iz}(z))}{dz} = P_i(z) - r_2(z) \cdot n_e^2(z) \quad (2)$$

$\Delta v_{iz} ? \rightarrow$ équations du mouvement pour H^+ et e^- ($x=i$ ou e)

$$m_x \cdot \frac{d\vec{v}_x}{dt} = - \frac{1}{n_x} \cdot \vec{\nabla} \cdot (n_x \cdot k \cdot T_x) - m_x \cdot v_{xn} \cdot (\vec{v}_x - \vec{v}_n) \\ \pm q_x \cdot \vec{E} \pm q_x \cdot (\vec{v}_x \wedge \vec{B}) + m_x \cdot \vec{g}$$

Hypothèses : $\bullet \vec{v}_i = \vec{v}_e$ $\bullet m_i \gg m_e$ $\bullet v_{in} \gg v_{en}$
 $\bullet n_i = n_e$ $\bullet T_p = \frac{T_e + T_i}{2}$

D'où, après projection sur l'axe vertical z :

$$v_{iz} = v_{nz} - \frac{2 \cdot k \cdot T_p}{m_i \cdot v_{in}} \cdot \left[\frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dz} + \frac{1}{T_p} \cdot \frac{dT_p}{dz} + \frac{m_i \cdot g}{2 \cdot k \cdot T_p} \right] \quad (3)$$

coefficient de diffusion ambipolaire

Δ Moyennage sur une journée jovienne :

- $\langle v_{nz} \rangle = 0$
- $\langle n_e \rangle = \langle n_i \rangle = n_i = n_e$
- $\langle T_p \rangle$ sera noté T_p

Δ D'où, par moyennage des équations (2) et (3) :

$$\frac{d}{dz} \left[\frac{2 \cdot k \cdot T_p \cdot n_e}{m_i \cdot v_{in}} \cdot \left(\frac{1}{n_e} \cdot \frac{dn_e}{dz} + \frac{1}{T_p} \cdot \frac{dT_p}{dz} + \frac{m_i \cdot g}{2 \cdot k \cdot T_p} \right) \right] = P_i - r_2 \cdot n_e^2 \quad (4)$$

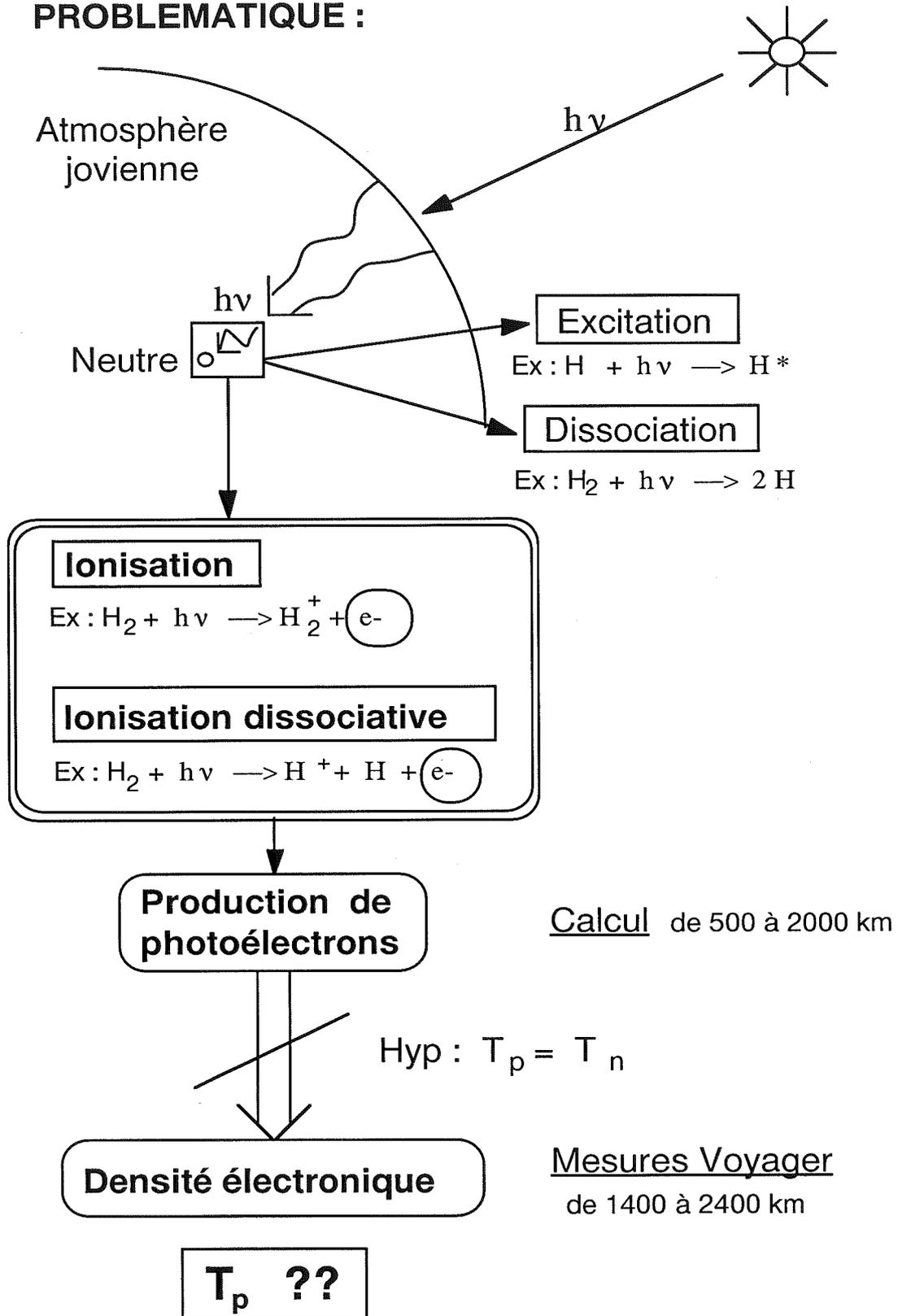
Dépendance en z non rappelée...: $T_p, n_e, v_{in}, P_i, r_2$.

Δ Conditions limites

$$\begin{aligned} \text{A } z_0 = 1400 \text{ km,} \quad T_p &= T_n + K \\ \frac{dT_p}{dz} &= \frac{dT_n}{dz} \end{aligned}$$

→ $T_p(z)$: profil relatif de la température de plasma.

PROBLEMATIQUE :

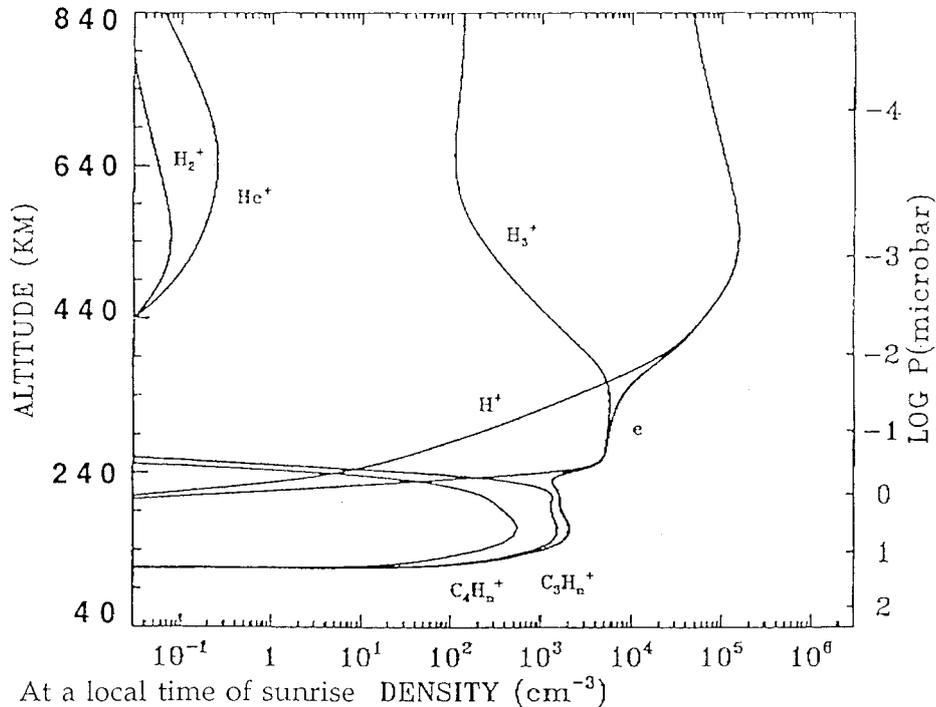
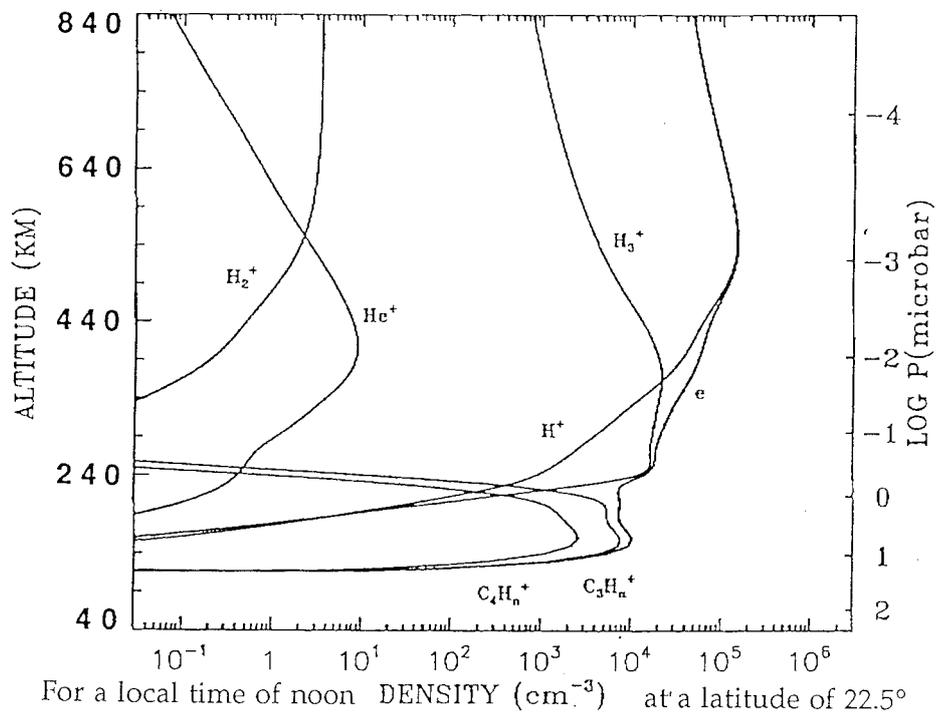


Référence : $z = 0 \rightarrow P = 1 \text{ mbar}$

Figure 1

Δ Longue durée de vie de H^+ (60 jours joviens)

- moyennage de la production sur une journée jovienne



D'après Kim et Fox [1991]

$N_e = [H^+]$: stationnaire

Figure 2

STATE OF THE JOVIAN IONOSPHERE

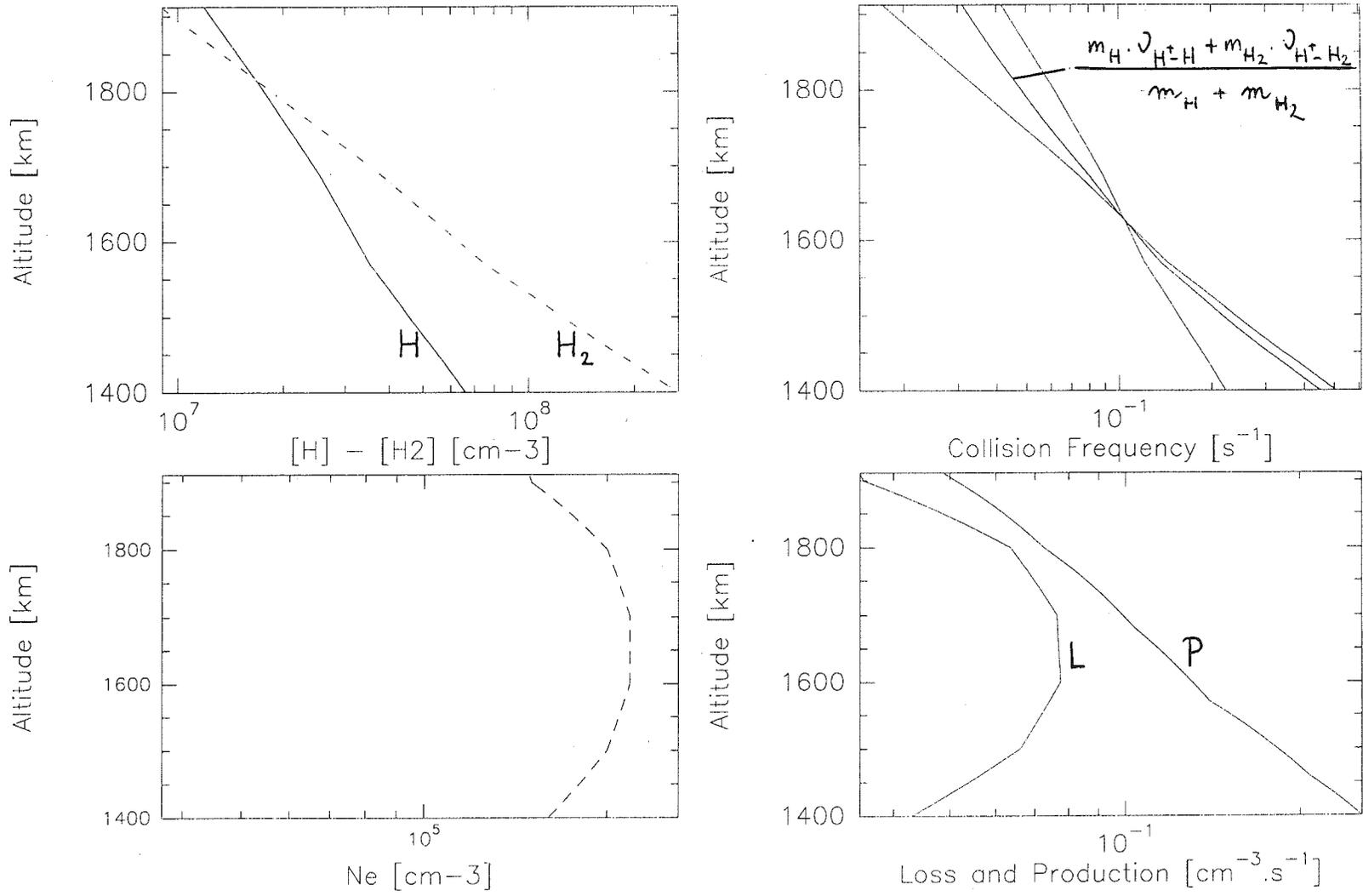


Figure 3

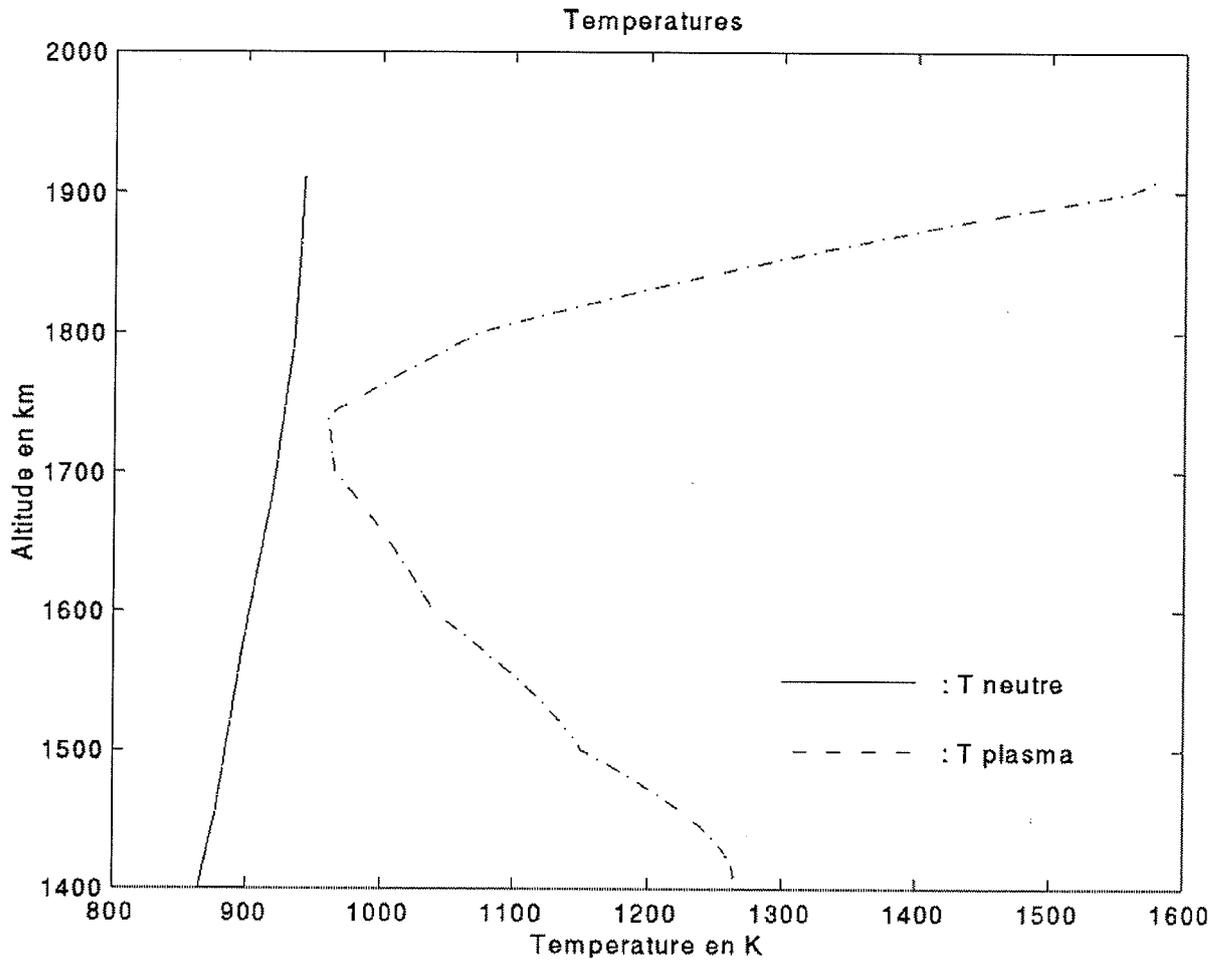


Figure 4

Part I

THE IONOSPHERE OF TITAN: IDEAL DIURNAL AND NOCTURNAL CASES

M. Galand*, D. Toublanc**, J. Lilensten* and S. Maurice***

*SGEP-CEPHAG, BP 46, 38402 St Martin d'Hères cedex, France.

**Observatoire Midi Pyrénées, 14 av. E. Belin, 31400 Toulouse cedex, France

***Space Science Department at ESTEC, European Space Agency, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands.

1. ABSTRACT

We have solved a stationary Boltzmann transport equation to describe the ionosphere of Titan in two simple cases: the first one deals with the satellite being outside the Kronian magnetosphere on the dayside of Saturn (strong solar wind). We show the effect of the photoionization and the secondary ion production for a solar zenith angle of 30° . From these results, we deduce the intensity of different N_2 emission lines, that are compared to the Voyager 1 measurements. The electron production peaks at $20 \text{ electrons.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$ around 1000 km . Finally, we estimate the electron density from a full chemical code and from a simple recombination model.

In the second case, the satellite is inside the Kronian magnetosphere. We show the effect of the ionization due to electron precipitations at night, above the polar regions. The input electron flux is measured by the Voyager probes, gathered from several instruments onboard. A simple Kappa law is given to model a mean electron flux precipitating on Titan. We show that the electron production ranges between 1 to $5 \text{ electrons.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$ between about 550 and 650 km . The electron production due to the photoionization above the pole is evaluated and compared to the effect of the Kronian electron precipitations.

2. INTRODUCTION

The atmosphere of Titan is mainly composed of nitrogen, like the Earth's. The ESA Cassini-Huygens probe will be launched in 1997 with the aim of studying the atmosphere of Titan and its ionosphere; in support of this mission (instrumental development, definition of operational modes), it is necessary to develop a model of Titan's ionosphere. Earth modelers are fairly well equipped for such a study. Many tools have been developed, that solve transport, continuity, momentum equations... However, the magnetic conditions are drastically different in Titan's and the Earth's environments: the Earth is a magnetized planet, and its magnetic field lines act as a natural guide to drive the ionized particles. Titan is not magnetized, but orbits around Saturn which is a magnetized planet. Different cases are possible [Wolf and Neubauer, 1982]: Titan may be outside the Kronian magnetosphere when the solar wind pressure compresses the magnetopause inside 20 Saturn radii. It may be in the magnetosheat or fully within the magnetosphere of Saturn.

Among these situations, we present two cases of special interest for Titan's ionosphere. The first case deals with the satellite being outside the Kronian magnetosphere and with the photons as the only source of ionization. The solar wind is not taken into account: the solar electrons have an energy smaller than one eV , which is too low to participate in the creation of an ionosphere around Titan; the mean energy of the solar protons is of the order of a few hundreds of eV , which could be sufficient to ionize the atmosphere. However, the density of the solar wind at Titan is only 0.05 particle per cubic centimeter. The effect of the solar protons on Titan's ionosphere is therefore expected to be much smaller than the effect of the solar photon flux, and is neglected in this study. We perform our computation at noon, near the equator. The second case deals with Titan being within Saturn's magnetosphere, without photoionization due to the solar photons. Titan has a diurnal rotation period of 16 days equal to its period around Saturn, so that part of the satellite is always at night for several days. During the night, its single source of energy is the particle precipitations. We perform our computation at the polar regions, where a simple magnetic model is adopted.

For these two extreme cases, we study the degradation of an energetic flux interacting with Titan's atmosphere; this flux is either the EUV solar flux or the Kronian electron precipitations. The Boltzmann transport equation is solved providing the electron stationary flux in altitude, energy and angle. Then we deduce parameters such as the ion and electron productions, and the excitation production rates for each constituent of the atmosphere. The transport of electrons in Titan ionosphere has been studied by Gan et al. [1992] and Keller et al. [1992, 1994]. They have also solved the electron energy equation and used a photochemical ionospheric model [Keller et al., 1992] which gives access to the characteristics of the thermal population. Moreover, Keller et al. [1994] have included *MHD* effects for the ramside of Titan, the satellite being located within the Kronian magnetosphere. They have evaluated the effect of the different energy sources in the ionosphere of Titan, with the Kronian magnetic field lines draped around Titan.

The originality of the present study lies in the fact that, using a similar approach (although the energetic electron transport code is based on a multi-stream method [Stamnes, 1981]), we propose a simple recombination coefficient to retrieve the dayside electron density from the electron production, allowing modelers to get a rough idea of the planet electron density from the computation of the production. In the nightside, we propose an incident Kronian electron flux based on Voyager particle measurements issued from different instruments. The gathering of these different experiments allows to draw an experimental spectrum and to study its influence on Titan's ionosphere.

The transport equation at Titan is presented in Section 3. The first case illustrating the dayside configuration is exposed in Section 4. From the computed electron flux we deduce the intensity of different N_2 emission lines and compare them with Voyager 1 observations. We present the results of a chemical scheme which computes the ions and electron densities from the production. The electron density computed with this model is then compared to a density computed with the efficiency recombination coefficient method, and a coefficient is proposed that allows a fast estimate of the electron density from the electron production.

The results obtained in the second case dealing with the nocturnal configuration is presented in Section 4. We propose a model of the suprathermal electron precipitations, based on a detailed analysis of Voyager particle measurements. In Section 5, the different results are summarized and discussed; the electron production due to the photoionization above the pole is evaluated too and compared to the effect of the

Kronian electron precipitations.

3. THE TRANSPORT MODEL AT TITAN

The transport equation we use has been detailed in several papers on the Earth's ionosphere. A brief theoretical background is proposed in this Section. At the top of Titan's atmosphere, the *UV* solar flux produces electrons by ionization of neutral particles. These photoelectrons with energies smaller than 248 eV, as well as the suprathermal precipitated electrons of the Kronian magnetosphere, are called "primary" electrons; they collide with the ambient atmosphere, 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 in the ionosphere. On Earth, the transport of the electrons is predominantly along the magnetic field lines. That physical constraint allows us to consider a plane parallel symmetry around the field line, and simplify the resolution of the equation. Such a symmetry can be applied also at Titan. In the diurnal case, since the atmosphere is locally plane, horizontally stratified, and since the primary photoproduction is isotropic, we assume that the particle flux is locally independent of the horizontal coordinates. Therefore the plane parallel symmetry is valid about the vertical direction. The *z* axis is vertical and the term "angle" refers to the one between the particle velocity and the vertical direction. In the nocturnal case, the Kronian magnetic lines penetrate Titan ionosphere, at least at the polar regions (see Section 4), and the plane parallel symmetry is valid around these lines. Then the *z* axis is directed along the Kronian magnetic lines and the term "angle" refers to the pitch angle. With the plane parallel symmetry, the transport equation can be written [Oran and Strickland, 1978]:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \phi(z, E, \mu)}{\partial \tau(z, E)} = & \\ -\phi(z, E, \mu) + sf(z, E, \mu) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E, \mu)} \frac{\partial (L(E) \phi(z, E, \mu))}{\partial E} & \\ + \sum_l \frac{n_l(z) \sigma_l^T(E, \mu)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E, \mu)} \int_{-1}^{+1} d\mu' \int_E^{E_{\max}} dE' R_l(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \phi(z, E', \mu') & \quad (3.1) \end{aligned}$$

$\phi(z, E, \mu)$ = Electron stationary flux ($cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}.sr^{-1}$)

z = altitude

E, E' = Energies (eV) of scattered and incident electrons

μ, μ' = Cosines of scattered and incident electron angle

$\tau(z, E)$ = Electron scattering depth

R_l = Redistribution function describing the degradation from a state (E', μ') to a state (E, μ) for the neutral species *l*

$\sigma_k^T(E, \mu)$ = Total elastic and inelastic collision cross section for the neutral species *k* colliding with one electron at energy *E* and pitch angle μ

$n_k(z)$ = Density of the neutral species *k*

$n_e(z)$ = Electron density at altitude *z*

The second term on the right-hand side of (1) is the primary photo-electron production rate (in units of $cm^{-2}.s^{-1}.eV^{-1}.sr^{-1}$) caused by the solar EUV (when taken into account):

$$sf(s, E, \mu) = \frac{1}{4\pi \sum_k n_k(z) \omega_k^T(E, \mu)} q_{k,i}(z, W) \quad (3.2)$$

with the primary photoelectron production ($cm^{-3}.s^{-1}.eV^{-1}$) equals to:

$$q_{k,i}(z, W) = n_k(z) \omega_{k,i}^{ion}(E) \mathfrak{F}(E) \exp \left\{ - \sum_m \omega_m(E) \int_z^{+\infty} n_m(z) dz \right\} \quad (3.3)$$

$W = E - I_{k,i}$, where $I_{k,i}$ is the ionization threshold for specie k , state i

$\omega_{k,i}^{ion}(E)$ = Photo-ionization cross section for species k , state i , written ω in order to avoid any confusion with the collision cross-sections

$\mathfrak{F}(E)$ = Solar flux on the top of the ionosphere at energy E (corresponding to a UV line wavelength)

$\omega_m(E)$ = Photon absorption cross section of the neutral species m

The integration is done along the line of sight to the Sun. To obtain the primary production along a vertical column, a Chapman function is used, as a function of the solar zenith angle χ . Indeed, the photon beam can cross a large region in longitude and the curvature of the satellite has then to be considered. At the equator, s and z are identical. The third term on the right side of 3.1 represents the losses due to frictional processes (collisions between photoelectrons or precipitated electrons and thermal-electrons). 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 suprathermal electrons and neutral particles) [Mantas, 1973; Oran and Strickland, 1978; Stamnes, 1981].

The primary photoelectron production can be found by integrating $q_{k,i}$ in energy:

$$P_p(z) = \int q_{k,i}(z, E - I_{k,i}) dE \quad (3.4)$$

The secondary electron production is deduced from 3.1 as:

$$P_s(z) = \sum_m n_m(z) 2\pi \int_{-1}^{+1} d\mu \int_E^{E_{max}} dE \sigma_m^{ion}(E, \mu) \phi(z, E, \mu) \quad (3.5)$$

$\sigma_m^{ion}(E, \mu)$ being the ionization collision cross section for species m .

The programs solving 3.1 and 3.3 are described in Lummerzheim and Lilensten [1994], and Lilensten et al. [1989], and will therefore not be re-described here. The transport scheme is in a multi-stream discrete ordinate. It has been first developed for terrestrial studies, and widely tested versus experiments and other models.

One of the tests compared to the experiment in the following manner : in 1976, Barrett and Hays shot beams of electrons at collimated energies through a box filled with N_2 . A photometer analyzed the intensity of the 391.4 nm emission line all along the box. We could reproduce this emission with the kinetic code with an accuracy of less than 5% (Lummerzheim and Lilensten, 1994).

An other test consisted of using the electron stationary flux to compute a plasma line frequency from 80 to 300 km, that could fit the measured plasma line. The results were satisfying both at night and during the day (Nilsson et al., 1997)

More recently, we used this code coupled with a fluid one including a chemical scheme to compute the electron density in the Earth ionosphere. The results were successfully compared to Incoherent Scatter Radar measurements, for daytime conditions as well as nighttime conditions during electron precipitation events (Blelly et al., 1997).

Finally, we could also reproduce a statistical model of ionospheric conductivities based on 3 years of measurements (Lilensten et al., 1997).

We only recently adapted this code to Titan's ionosphere. To do so, the parameters to change are the neutral atmosphere, the absorption and collision cross sections, the magnetic field model, the solar photon input flux.

The neutral atmosphere used here is the Yelle model [Yelle et al., 1996] including some argon. This model is shown in figure 1. The exospheric temperature is 175 K. We performed our computations from 600 km (where the N_2 density is about $7.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) and 1300 km.

The photon absorption cross sections are shown in figure 2. The set comes from Torr and Torr [1985] and Fennelly and Torr [1992] for N_2 , from Samson et al. [1989] for CH_4 and from Berkowitz [1979] and Marr and West [1976] for Ar . The set of collision cross section for N_2 is detailed in Lummerzheim and Lilensten [1994] and includes 12 excitation states. It comes from Davies et al. [1989] for CH_4 (with 6 excitation states) and from a very complete set including 49 excitation states for Ar , provided by Bretagne et al. [1986].

Elastic and total inelastic (excitations plus ionization) cross sections between electrons and neutral species are plotted in figure 3. The ion species considered are N_2^+ , CH_4^+ and Ar^+ produced through simple ionization of N_2 , CH_4 and Ar respectively; N^+ and CH_3^+ are obtained through dissociative ionizations and Ar^{++} through double ionization.

The solar EUV flux, shown in figure figure 4, is interpolated in term of decametric index, from measurements obtained from the Atmosphere Explorer satellites during solar minimum and maximum conditions [Hinteregger, 1981; Hinteregger et al., 1981]. The values used are those parametrized and modified by Torr and Torr [1985], into 37 energy values from 248 down to 12.02eV that is from 5 up to 103nm (17 discrete solar EUV lines and 20 energy intervals, with averaged fluxes). Following Tobiska [1993], two values have been added at 2.327nm and 3.750nm to take account of ionization due to high energetic photons.

The magnetic model is discussed in the subsequent section.

4. FIRST CASE: THE DIURNAL IONOSPHERE

For this case, Titan is located in the interplanetary medium, the only energy source being the solar EUV; the model is applied close to the equator, at noon. Then, the vertical axis is the same as the line of sight. This geometry corresponds to the upper limit of the electron production. We performed our computation for a solar zenith angle of 30° to get a production corresponding to a disk average. The $f_{10.7}$ values used in our simulation correspond to the ones that prevailed during the Voyager 1 encounter of Titan: $f_{10.7} = 148$ with a 3 month average value of 186. The resulting photon flux is the one plotted in figure 4.

4.1. The ion production

The computed ion production is shown in figure 5. It exhibits an *F*-like region with a maximum around 1000 km, and an *E*-like region peaking around 750 km, two regions produced by the solar photons and the electrons produced. In the former, the primary production is larger than the secondary one by a factor of about 6 (only 3 at Earth). In the latter however, the secondary production becomes preponderant. The electron production peaks from about 3 (in the *E*-like region) to 20 (in the *F*-like region) $electrons.s^{-1}.cm^{-3}$, much less than the thousands in the Earth ionosphere, in accordance with the facts that the distance from Titan to the Sun is ten times larger.

The figure 6 shows the ratio of the secondary production over the primary production, (or primary efficiency) versus altitude. Similar ratios between primaries and secondaries are observed in the Earth ionosphere, and have been described by Richard and Torr [1988] and Lilensten et al. [1989]. They have proven to be dependant of the solar activity level. However, a reason for this dependance is the change of the terrestrial neutral atmosphere under different activity levels. The change of Titan's atmosphere is not known for the moment, and it is therefore not possible to study the change of the primary efficiency under different solar conditions. We checked that changing only the solar input flux (for a constant atmosphere) keeps the efficiency approximately constant, although the productions vary. Therefore, the efficiency plotted in figure 6 can be used to infer a rough estimate of the secondary production from the computation of the primary production (solely due to photoionization).

4.2. The electron density

4.2.1. The chemical model

In order to compute the electron density we have combined the photochemical model of Toublanc et al. 1995 and the ionosphere model of Keller et al. 1992. We won't describe here in details those two models. Starting with the neutral photochemical model of Toublanc et al. four primary reactions involving nitrogen, methane and electrons are added in the chemical scheme. The dissociation and ionisation of these compounds in the thermosphere as the result of interactions with energetic magnetospheric electrons produces $N(^4S)$, N_2^+ , N^+ , CH_4^+ and CH_3^+ (Fig. xxx). These productions are included in the model as a net altitude dependant production for these atoms and ions. We have then included the chemical scheme described in Keller et al. We should note that the neutral or ion chemistry is driven by the dissociation or ionisation of nitrogen and methane. We have made our computations with a solar zenith angle of 30°, the continuity equation is then solved for each species from the surface up to 1300 km. Details of this new model will appear in a forthcoming paper. Secondary electrons are produced when primary electrons break nitrogen or methane. These electrons are not very energetic and they more or less recombine rapidly with ions. Previous models have shown that the major ion is H_2CN^+ or heavy hydrocarbon ions, we should however note that H_2CN^+ could react with nC_2H_2 (Capone et al. 1981, Speller et al. 1992) to produce long chains and then may not be the major ion, and there is probably a recombination of heavy hydrocarbon ions with electron giving back neutral heavy hydrocarbons. Keller et al. have two important recombination reactions involving these species and estimated a rate. As our model showed

the electron density is mainly sensitiv to the Z^+ recombination and depending upon the rate this density could vary in a large range. As Voyager I gave an upper limit of ionospheric electron density, we can adjust the rate so that the density is lower that what was measured. Having in mind all these problems which need further studies we have however attempted to compute a distribution of electrons. this distribution is presented in figure xxx, peak at xxx km with a value of xxx.

4.2.2. Efficiency coefficient calculation

The determination of the electron density from the electron production requires a comprehensive chemistry code. A simple approach consists in considering that the only recombination phenomenon is the recombination between N_2^+ and electrons. The chemical equation leads to

$$N_e = \sqrt{\frac{P(z)}{\alpha_{eff}}}$$

where $P(z)$ refers to the electron production and α_{eff} to the chemical efficiency coefficient [Oran et al., 1981]. In our case, this chemical efficiency coefficient reduces to the chemical reaction rate k of the recombination between N_2^+ and electrons. This coefficient depends on the electron temperature : $k = \frac{6.06 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{T_e}}$ in $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. In order to take account of the complex real chemical scheme of the ionosphere of Titan, we let our chemical efficiency coefficient be a multiple of this recombination rate : $\alpha_{eff} = a \cdot k$.

This method gives very good results in the terrestrial E region, and can only give an rough idea of what to expect in the Titan ionosphere. Due to the lack of data, the electron temperature is taken equal to the neutral temperature. Would the electron temperature be twice as large as the neutral temperature, the result would only be multiplied by 0.76, which would not much change our estimate.

With this simple approach, we find that for $a = 5$, or in other words :

$$N_e = \sqrt{\frac{P(z)}{5 \cdot \frac{6.06 \cdot 10^{-6}}{\sqrt{T_e}}}} \quad (4.1)$$

the height profile of the electron density (full line, figure 7) is very close to the height profile computed with the fool chemical code. It exhibits a familiar Earth shape with a maximum of about $3 \cdot 10^3$ electrons per cubic centimeter at 1000 km.

4.3. The nitrogen emission line intensities and comparisons with observations

Another output of the resolution of the transport equation is the excitation rate. The equation 3.5 can be applied, with the excitation cross sections in place of the ionization ones. Many of the excited ions and atoms return to equilibrium via the emission of electromagnetic waves.

As far as N_2^+ is concerned, the Meinel band (640 – 800 nm) is due to the deexcitation of the $A^2 \pi_u$ state. The first negative band (391.4 nm and 427.8 nm) comes from the de-excitation of the $B^2 \Sigma_u^+$ state.

For pre-dissociative states, the state $c_4^1 \Sigma_u^+ - X^1 \Sigma_g^+$ lead to the c_4' Rydberg band (with (0, 0) at 95.8 nm, (0, 1) at 98.1 nm, (0, 2) at 100.3 nm, (3, 0) at 90.4 nm, (3, 2) at 94.4 nm, (3, 3) at 96.4 nm, and (4, 0) at 88.7 nm), and the state $b_1' \Sigma_u^+$ to N II (63 – 109 nm). Both of them may emit in the N I (85.5 – 149.3 nm) band.

The excitation and dissociative excitation states lead to the second positive band (320 – 380 nm), the first positive (red-IR), the Vegard-Kaplan (340 – 378 nm), the LBH (127.3 – 210 nm), BH (95 – 170 nm) bands, and some others of smaller intensity (Watson-Koontz, Janin, Gaydon-Herman bands).

Some of those lines have been measured by the Voyager 1 ultraviolet spectrometer (UVS) [Broadfoot et al., 1981]. By the time of the observation, Titan was exposed to the sunlight, but also to Kronian particle precipitations, that are not taken into account in this section. Up to now, a comparison with the unique observations by Voyager 1 is certainly the only way to validate our computation. The results are shown in table 1, with intensities in Rayleigh; in the first column the type of N_2 emission lines is specified. The second column shows the measured intensities (disk averaged) as published in Strobel and Shemansky [1982], and Strobel et al. [1991] with new calibration of the UVS for some of the lines. "Error bars on bright spectral features of $\pm 50\%$ would not seem unreasonable", quoted from Strobel et al. [1992]. The third column of ?? displays our results (neutral atmosphere from figure 1). The excited atoms are due both to photoexcitation and to collision excitation with secondary electrons. The agreement between observations and computation is reasonable, when considering the omission of the particle precipitations, and all the uncertainties on the actual solar flux, and on the composition of the atmosphere, and seems to confirm the statement by Strobel et al. (1991) suggesting that magnetospheric electrons play only a minor role in the observation by Voyager of Titan's UV airglow.

To estimate the influence of the atmospheric model, we increased or reduced the N_2 density by a factor of two at all altitude levels : the nitrogen emission line intensities undergo changes lower than 8%. However significant variations on line intensities occur when the uncertainties of the solar flux are taken into account. For wavelengths smaller than 257 Å, a fudge factor of 2 or 12 can be applied to the photon flux. Even though the physical process is not linear, the response is almost linear; the resulting intensities are increased or reduced by the same factor 2. Moreover these extreme values of the nitrogen intensities, taking into consideration the uncertainties of the photon solar flux, enclose the measured values obtained from Voyager.

A similar computation was performed by Gan et al. [1992] with a two-stream simulation. Their cross sections are slightly different from ours, and they used a solar index of 256, with the reference spectrum *SC#21REFW* [Hinteregger et al., 1981]. In order to compare with their results, we performed our computation with the same solar flux. Their values include the effect of magnetospheric electron precipitations. Since this effect stands for a few percent in their results, we compare our computations without precipitations. The two computed *LBH* intensities are close to each other (65 *R* in Gan et al., 66.5 *R* in the present work), and far to the observations (96 *R*). Gan et al. *BH* line is 81 *R*, much larger than ours (24 *R*) and than the observations (15 – 25 *R*). The *NI* line in Gan et al. concerns 3 states and is 3.9 *R*. For the same states, the observations is 45.9 *R*. Our estimate for all states is 43 *R*, also smaller than the observed value (77.5 *R*). Finally, the Rydberg value for $c'_4(0, 0)$ is 26 *R* (Gan et al.). The observation for this only state is 8 *R*. The observation for all states are 36.2 *R*. Our computed value mixing the two states is 37.1 *R*.

One difference between the two computations (except for the two/multi stream approach) is that Gan et al. do not take account of photodissociative excitation of N_2 , but this is not sufficient to explain the discrepancies. Both transport codes have been widely tested under different conditions. So that to this point, we can only see here an effect of the different cross section sets used.

There is a debate going on the presence of argon in the Titan ionosphere after the non-detection of its resonance lines ([Strobel et al., 1992] and references therein). Strobel et al. [1992] constructed 4 different models of atmosphere (with different mixing ratios of CH_4 and Ar) and then compared the relative intensities of the Ar resonance lines with a N^+ multiplet; this comparison allows to evaluate the upper limit of the argon abundance in Titan's atmosphere: the Ar mixing ratio is limited to 0.1 at the tropopause. Here we check if it would be possible to evaluate the presence of argon using the N_2 emission lines computed above. Indeed, those lines are intense enough so that one could expect to observe them from an Earth orbiting spacecraft. In Table 1, the column 4 shows the estimation of these emissions (in Rayleigh) without argon in the Yelle model. This percentage varies from 0 to 1.3

5. SECOND CASE: THE NOCTURNAL IONOSPHERE

This second case deals with Titan inside Saturn's magnetosphere. The study is applied on polar regions, at night side: the considered source of energy is the Kronian electron precipitations. Our understanding of the magnetic field geometry in the vicinity of Titan is mainly based on Voyager 1 observations [Ness et al., 1982; Kivelson and Russel, 1983]: Titan ionosphere created initially by photoionization interacts directly with the flow of charged particles trapped in Saturn's magnetosphere. The ionospheric plasma loads the incident flow, slows it down, and causes the field lines to drape around Titan. This interaction is extremely complex as shown by Neubauer et al. [1984], and, to our knowledge, has not been modeled in a useable form. The main issue for our purpose is the knowledge of the form of the field lines when they penetrate the ionosphere, which depends on the thermal ionospheric pressure. When the ionosphere is produced by electron impacts only, it is weak enough that it merely disturbs the field lines [Keller et al., 1994]. Therefore, for simplicity, we assume that the field lines are perpendicular to the satellite at its pole, as shown in figure 8.

5.1. The precipitated electron flux

The electron precipitations that are considered in our model come from the Voyager measurements. Voyager 1 and 2 entered the magnetosphere of Saturn in the early afternoon local time and exited in the dawn hemisphere, about two days later. Titan was the prime target of Voyager 1's encounter and the magnetic shell crossing occurred inbound at magnetic latitude $\lambda \approx 0.1\circ$, whereas the stand off distance of the magnetopause was at $R_{sub} = 24R_s$ [Behannon et al., 1983]. Using a three-dimensional model of Saturn's magnetosphere [Maurice and Engle, 1995], we estimate the outbound Titan magnetic shell crossing at $z \approx 6R_s$ (altitude above the equatorial plane) and $\lambda \approx 18\circ$. The Voyager 1 encounter took place under quiescent conditions in the outer magnetosphere, but Voyager 2 found highly disturbed conditions. For Voyager 2, the standoff distance of the magnetopause - which is the distance from the magnetopause to the planet in the solar direction - was $R_{sub} = 19R_s$ [Behannon et al., 1983] inbound; therefore, Titan's orbit was in the magnetosheath. During the outbound path, the standoff distance was varying around $R_{sub} = 40R_s$. Using the 3 D model of Saturn's magnetosphere, we estimate an average magnetic crossing for Voyager 2 outbound at $z \approx -9R_s$ and $\lambda \approx -30\circ$. Two instruments onboard the Voyagers have measured electron fluxes near Titan's orbit. The plasma science (PLS) experiment [Sittler et al., 1983] has covered the 10 eV to 6 keV energy range. However, the signal

above 1 keV was frequently below the detection level of the instrument. The low energy charged particle (LECP) experiment [Krimigis et al., 1983] made measurements from 20 keV to 200 keV on Voyager 1, and from 20 keV to 1 MeV on Voyager 2. Maurice et al. [1995] have gathered these data sets on a unique 15 minutes time scale inside 18.5 R_s . figure 9 is a continuation of this work at 20 R_s . From 10 eV to 1 MeV (with a large data gap between 1 keV and 20 keV), the electrons fluxes, in $particles.s^{-1}.sr^{-1}.cm^{-2}.keV^{-1}$, extend over 8 orders of magnitudes. On this figure all the measured electron fluxes at Titan (Voyager 1 and Voyager 2, inbound and outbound) fall into the shaded area. Measurements at Titan magnetic shell crossings span over one order of magnitude. The reasons of this dispersion are: a lack of accuracy of the magnetic field model which is used to detect the Titan shell crossings, the time variability of the trapped electron populations in Saturn's outer magnetosphere, and the latitudinal effects. We model a mean electron flux precipitating on Titan by a single kappa isotropic distribution: $\Phi(E, \mu) = 6.10^8 E(1 + 17E)^{-2.9}$ in $\#.cm^{-2}.s^{-1}.keV^{-1}.sr^{-1}$, where $\Phi(E, \mu)$ is the electron precipitated flux with E , the energy in keV and μ , the cosine of the pitch angle. This distribution is overplotted in figure 9.

5.2. The electron stationary flux and ion production

Using this precipitating electron flux as an input (i.e. source function of (3.1)), the figure 10 displays the computed electron stationary flux in Titan's ionosphere at 4 different altitudes. The fluxes have been integrated in angle over each hemisphere and projected perpendicularly to the magnetic field, providing the total flux; they are given as a function of particle energy:

$$flux(z, E) = 2\pi \left| \int_0^1 d\mu. \mu. \Phi(z, E, \mu) \right| + 2\pi \left| \int_{-1}^0 d\mu. \mu. \Phi(z, E, \mu) \right|$$

where z represents the altitude and F the stationary electron flux computed from 3.1. As they propagate in Titan's ionosphere, the electron degrade their initial energy in many inelastic scattering processes, among which ionization and pre-dissociative ionization. Through the values of associated cross sections, the different collisional processes contribute to the structure of the curves: for example, the dip between 2 and 4 eV is caused by the excitation of vibrational levels in N_2 ([Rees, 1989] and references therein). The ion and electron production rates are deduced from this electron stationary flux and shown in figure 11. The ionization cross sections being of about the same magnitude for the 3 neutral species, the different ion productions follow the same order as the neutrals in density. The electron production is then mostly due to the ionization of the dominant neutral species, that is nitrogen; it peaks at 650 km with a value of about 2 $electrons.s^{-1}.cm^{-3}$. The uncertainties and the variability of the precipitated flux modeled in § 4.1 hardly exceed an order of magnitude [Maurice et al., 1995]. Therefore, we estimate the maximum excursion that the electron production may have, by multiplying or dividing the Voyager electron flux by 10. Such an operation leads to a variation of the production by about the same factor of 10 above 600 km. Another way to estimate a frame for the electron production in Titan's ionosphere is to compute it using maximum and minimum measured input fluxes. This computation is also shown in figure 12. The use of a precipitating flux made out of the upper border of the shaded area in figure 9 leads to a production peaking at about 550 km with a value of about 5 $electrons.s^{-1}.cm^{-3}$.

When the input flux is the minimum one, made from the lower border of the shaded area in figure 9, we find a maximum production of 1 to 2 $electrons.s^{-1}.cm^{-3}$.

6. SUMMARY AND DISCUSSION

We have computed the ion production at Titan for two different configurations. For the diurnal equatorial conditions, with Titan outside Saturn's magnetosphere, the gross properties of Titan's ionosphere are similar to the Earth ones. Our results are in agreement with the UVS measurements of the N_2 emission lines. The analysis of these N_2 emission lines does not provide any constraint on the presence of argon in Titan's atmosphere. For the nocturnal polar conditions, we present the degradation of precipitating electrons in Titan's atmosphere, and the associated ion production. The incident flux was modeled by a kappa law from all Voyager measurements near Titan magnetic shell. For the diurnal case, the comparison with the Voyager 1 observations at Titan is twofold. (1) The N_2 emission line intensities are consistent with the UVS observations (detailed in § 3.3). Although Voyager 1 was inside the Kronian magnetosphere during these measurements, we cannot conclude that the electron precipitations have no effect on Titan's ionosphere structure. The emission lines we present are indeed primarily due to photoexcitations. Uncertainties on the input parameters (solar flux, neutral atmosphere, cross sections) may hide the (minor) contribution of the electron precipitation to these emissions. (2) With a simple approach, we have computed a maximum electron density of $9.10^3 electrons.cm^{-3}$, peaking around 1000 km. An upper limit of $5.10^3 electrons.cm^{-3}$ between 900 and 1100 km was derived from the Voyager 1 radio occultation measurements during egress (morning terminator) [Lindal et al., 1983]. The ingress data associated with evening terminator have been re-examined by Bird et al. [1995]: they are consistent with a maximum electron density of $2.10^3 \pm 10^3 electrons.cm^{-3}$ at an altitude of $1100 \pm 200 km$. Values are close and differences may be due to the geometry: the occultations occurred on the morning and evening side while our simulations are at noon. The nocturnal case study is very prospective and offers no immediate validation. We adopt a crude approximation for the field line geometry. The "vertical field model" is valid for the brief period of time when Titan is in Saturn's shadow (5h40 per 16 days when the ring inclination is $< 2.9^\circ$); this duration is expected to be much larger than the lifetime of H_2CN^+ the major and last ion constituent of Titan's ionosphere. At other times, this geometry gives an upper limit of the contribution of the precipitating electrons to the formation of the ionosphere, since the ionization is maximum under the normal incidence. Other authors have used other field representations applying to the wakeside of Titan [Gan et al., 1992; Keller et al., 1994]. The originality of our study is that it makes use of precipitating electron fluxes as measured at Titan. The total ion production in the diurnal case is, at its maximum, about one order of magnitude larger than the production in the nocturnal case. Keeping in mind the restrictions we have set on the magnetic field geometry, we superimpose a EUV photon flux to the electron precipitation at Titan's pole. We use a solar zenith angle of 64° which is the minimum one at Titan's poles; this leads to a maximum value for the total photon energy of $3.8.10^{-3} erg.cm^{-2}.s^{-1}$ along the height profile. Our model of the electron precipitation gives $6.10^{-3} erg.cm^{-2}.s^{-1}$. figure 12 displays the additional ion production due to the UV light. As expected, this production is very effective between 1000 km and 1200 km. It drops below 800 km because of the large solar angle, where the production due to the precipitating electrons be-

comes dominant. **conclusion sur la chimie.** Evidently, future developments of this work must include a better definition of the field lines draped around Titan and the precipitations of Kronian ions as an extra ionization source. Theoretical studies of the interaction between Titan and the Kronian magnetic field are going on in several places. This kind of model is self-recursive. In the vicinity of Titan, ion species are probably N^+ and H^+ which may interact with Titan's atmosphere. Nevertheless a realistic description of the proton or ion penetration path in Titan's ionosphere is not easily feasible: the ions are fast enough that their gyroradii are roughly the size of Titan [Cravens et al., 1992].

7. Acknowledgment :

We want to thank D. Strobel and A. Coustenis for helpful discussions. We are very debtful to J. Bretagne for providing us with a wonderful set of argon cross sections, and to E. Lellouch for initiating us to the neutral atmosphere of Titan. We would like to thank E. Lellouch, as well as W. Kofman, for useful discussions and for a careful reading of the manuscript. Part of the computations presented in this paper were performed at the Centre de Calcul Intensif de l'Observatoire de Grenoble.

8. REFERENCES

- Barret, J.L. and P.B. Hays, Spatial distribution of energy deposited in nitrogen by electrons, *J. Chem. Phys.*, **64**, 743, 1976
- Behannon, K. W., R. P. Lepping, and N. F. Ness, Structure and dynamics of Saturn's outer magnetosphere and boundary regions, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8791-8800, 1983.
- Berkowitz, J., Photoabsorption, photoionization and photoelectron spectrometry, Academic Press, New York, 1979.
- Bird M. K., R. Dutta-Roy, S. W. Asmar and T. A. Rebold, Possible detection of Titan's ionosphere from Voyager 1 Radio occultation observations, *Bull. Amer. Astron. Soc.*, **27**, 52, 1995.
- Blelly, P-L, J. Lilensten, A. Robineau, J. Fontanari, and D. Alkaydé, Calibration of a numerical ionospheric model using EISCAT data : effect of the neutral atmosphere and the suprathermal electrons on the ionospheric plasma structure, accepted in *Ann. geophysicæ*, publication in January 1997
- Bretagne, J., G. Callude, M. Legentil and V. Puech, Relativistic electron-beam-produced plasma. I: Collision cross sections and loss function in argon, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, **19**, 761, 1986.
- Broadfoot, A. L., et al., Extreme ultraviolet observations from Voyager 1, *Science*, **212**, 206, 1981.
- Cravens, T. E., C. N. Keller, and L. Gan, The ionosphere of Titan and its interactions with Saturnian magnetospheric electrons, Proceed. *Symposium on Titan*, 273-278, Toulouse, 9-12 Sept 1991, ESA SP-338, 1992.
- Davies, D. K., L. E. Kline and W. E. Bies, Measurements of swarm parameters and derived electrons collision cross sections in methane, *J. Appl. Phys.*, **65**, 3311 1989.
- Fennelly, J. A. and D. G. Torr, Photoionization and photoabsorption cross sections of O, N₂, O₂, and N for aeronomic calculations, *At. Data Nucl. Data Tables*, **51**, 321-363, 1992.

- Gan L., and T. E. Cravens, Electrons energetics in the inner coma of comet Halley, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6285-6303, 1990.
- Gan L., T. E. Cravens and M. Horanyi, Electrons in the ionopause boundary layer of Venus, *J. Geophys. Res.*, **95**, 19023-19035, 1990.
- Gan L., C. N. Keller and T. E. Cravens, Electrons in the ionosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, **97**, 12137-12151, 1992.
- Hinteregger, H. E., Representation of solar EUV fluxes for aeronomical applications, *Adv. Space Res.*, **1**, 39-52, 1981.
- Hinteregger, H. E., K. Fukui, and B. R. Gilson, Observational, reference and model data on solar EUV, from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 1147-1150, 1981.
- Ip, W. H., Titans upper atmosphere, *Astrophys. J.*, **362**, 354, 1990.
- Keller, C. N., T. E. Cravens and L. Gan, A model of the ionosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, **97**, 12117-12135, 1992.
- Keller, C. N., T. E. Cravens and L. Gan, One-dimensional multispecies magnetohydrodynamic models of the ramside ionosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, **99**, 6511-6525, 1994.
- Kivelson, M. G., and C. T. Russell, The interaction of flowing plasmas with planetary ionospheres: a Titan-Venus comparison, *J. Geophys. Res.*, **88**, 49-57, 1983.
- Krimigis, S. M., J. F. Carbary, E. P. Keath, T. P. Armstrong, L. J. Lanzerotti, and G. Gloeckler, General characteristics of hot plasma and energetic particles in the Saturnian magnetosphere: Results from the Voyager spacecraft, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8871-8892, 1983.
- 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. Geophysicae*, **7**, 83-90, 1989.
- J. Lilensten, P-L. Blelly, W. Kofman and D. Alcaydé, Auroral ionospheric conductivities : A comparison between experiment and modeling, and theoretical f107 dependant model for EISCAT and ESR, accepted in *Ann. geophysicae*, publication in January 1997.
- Lindal, G. F., G. E. Wood, H. B. Hotz, D. N. Sweetnam, V. R. Eshleman, and G. L. Tyler, The atmosphere of Titan: An analysis of the Voyager 1 radio occultation measurements, *Icarus*, **53**, 348, 1983.
- Lummerzheim, D., and J. Lilensten , Electron transport and energy degradation in the ionosphere: evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations, *Ann. Geophysicae*, **12**, 1039, 1994.
- 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.
- Marr G. V. and J. B. West, Photoionization cross sections, *At. Data Nucl. Data Tables*, **18**, 498, 1976.
- Maurice, S. and I. M. Engle, Idealized Saturn magnetosphere shape and field, *J. Geophys. Res.*, **100**, 17143, 1995.
- Maurice, S., E. C. Sittler, Jr., J. F. Cooper, B. H. Mauk, M. Blanc, R. S. Selesnick, Comprehensive Analysis of Electron Observations at Saturn: Voyager 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, submitted, 1995.
- Neubauer F. M., D. A. Gurnett, J. D. Scudder and R. E. Hartle, Titan's magnetospheric interaction, Saturn, 760-787, T. Gehrels ed., 1984.

Ness N. F., M. H. Acuna, K. W. Behannon and F. M. Neubauer, The induced magnetosphere of Titan, *J. Geophys. Res.*, **87**, 1369-1381, 1982.

Nilsson H., S. Kirkwood, J. Liliensten, M. Galand, Enhanced incoherent scatter plasma lines, accepted in *Ann. geophysicæ*, publication in January 1997.

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.

Rees, M. H., Physics and chemistry of the upper atmosphere, Cambridge atmospheric and space science series, Cambridge Univ. Press, 1989.

Richard, P. G., and D. G. Torr, Ratio of photoelectron to EUV ionization rate for aeronomic studies, *J. Geophys. Res.*, **93**, 4060-4066, 1988.

Samson, J. A. R., G. N. Haddad, T. Masuoka, P. N. Pareek, and D. A. L. Kilcoyne, Ionization yields, total absorption and dissociative photoionization cross sections of CH_4 from 110-950 Å, *J. Chem. Phys.*, **90**, 6925, 1989.

Sittler, E. C. Jr., K. W. Ogilvie, and J. D. Scudder, Survey of low-energy plasma electrons in Saturn's magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, **88**, 8847-8870, 1983.

Stamnes, K., On the two-stream approach to electron transport and thermalization, *J. Geophys. Res.*, **86**, 2405-2410, 1981.

Strobel, D. F., and D. E. Shemansky, EUV emission from Titan's upper atmosphere: Voyager 1 encounter, *J. Geophys. Res.*, **87**, 1361-1368, 1982.

Strobel, D. F., R. R. Meier, and D. J. Strickland, Nitrogen airglow sources: comparison of Triton, Titan and Earth, *Geophys. Res. Lett.*, **18**, 689-692, 1991.

Strobel, D. F., M. E. Summers, and X. Zhu, Titans's upper atmosphere: structure and ultraviolet emissions, *Icarus*, **100**, 512-526, 1992.

Tobiska, W. K., Recent solar extreme ultraviolet irradiance observations and modelling: a review, *J. Geophys. Res.* **98**, 18 879-18 893, 1993.

Torr, M. R., and D. J. Torr, Ionization frequencies for solar cycle 21: Revised, *J. Geophys. Res.* **90**, 6675-6678, 1985.

Wolf, D. A. and F. M. Neubauer, Titan's highly variable plasma environment, *J. Geophys. Res.* **87**, 881-885, 1982.

Yelle, R. V., D. F. Strobel, E. Lellouch and D. Gautier, Engineering models for Titans atmosphere, Huygens: Science, payload and mission, ESA SP-1177, in press, 1996.

9. FIGURE CAPTIONS

Figure 1: Density height profiles (left panel) for N_2 (right), CH_4 (middle) and Ar (left) and neutral temperature height profile (right panel) in Titans upper atmosphere [Yelle et al., 1996].

Figure 2: The photo-absorption cross sections for N_2 [Torr and Torr , 1985; Fennelly and Torr , 1992], CH_4 [Samson et al., 1989] and Ar [Berkowitz , 1979; Marr and West , 1976] in Titans upper atmosphere. The solid line is for the total absorption cross sections, which include the total ionization cross sections (long-dashed line), divided in the non-dissociative (middle-dash line) and dissociative or double ionization (small-dash line) cross sections.

Figure 3: The collision cross sections for N_2 [Lummerzheim and Liliensten , 1994], CH_4 [Davies et al., 1989] and Ar [Bretagne et al., 1986]. The solid line represents the

total collision cross sections, which include the elastic (dashed line) and the inelastic (dashed-dotted line) cross sections.

Figure 4: Solar photon flux shown in 39 wavelength intervals or lines. The stars represent the integrated values in units of photons.cm⁻².s⁻¹ [Torr and Torr, 1987; Tobiska, 1993].

Figure 5: Ion productions computed for the diurnal case, with solar zenith angle equal 30°. The solid lines are for the primary production, with the specie written on the left side of each curve in bold font. The dashed lines show the secondary production, with the specie written in simple font on top of each profile. The thick solid line represents the total electron production.

Figure 6 : Primary efficiency (bold line, referring to lower axis), and primary (full line) /secondary (dashed line) productions referring to the upper axis.

Figure 7 : Electron density ... A terminator

Figure 8 : The simple model of magnetic field used in this study.

Figure 9 : Electron observations at Saturn when crossing Titan's magnetic shell. Measurements by the PLS (10 eV to 6 keV) and LECF (20 keV to 1 MeV) instruments are gathered for Voyager 1 and 2 inbound (in) and outbound (out) paths. Data were log-log extrapolated across the energy gap. A simple kappa distribution function is used to model the mean flux (see text).

Figure 10 : Total projected electron fluxes at different altitudes. The computation was performed on 16 angles and 200 energies. The altitude of the incident flux is 1300 km. The energy conservation is 2

Figure 11 : Ion production computed for the nocturnal case. The thick solid line represents the total electron production. As no photoelectrons are produced, no primary production is generated.

Figure 12 : The total ion production for three precipitating electron fluxes in the nocturnal case; the fluxes are (from left to right) a flux made from the minimum border of the shaded area in figure 9, the kappa model, the upper border. The thin line shows the expected additional electron production due to the superimposition of photoionization at solar angle of 64.

N2 lines	Voyager	With Ar	Without Ar	$f > 257 \text{ \AA} \cdot 2$	$f > 257 \text{ \AA} / 2$
391.4 nm		21.6	21.7	43.2	10.8
427.8 nm		6.7	6.8	13.4	3.3
Meinel		118.7	118.7	237.3	59.3
2d positive		31.6	31.7	63.1	15.8
1st positive		71.3	71.7	142.7	35.7
Vegard-Kaplan		190.8	291.0	381.7	95.4
LBH*	96	69.6	70.0	139.1	34.8
BH**	15-25	25.5	25.7	51.0	12.7
N I*,**	77.5	45.0	45.3	89.9	22.5
N II*,**	10,4	4.8	4.8	9.6	2.4
Rydberg*,**	36.2	38.8	39.1	77.6	19.4

* : Strobel *et al.*, 1991, new calibration of the UVS.

** : Strobel and Shemansky, 1982.

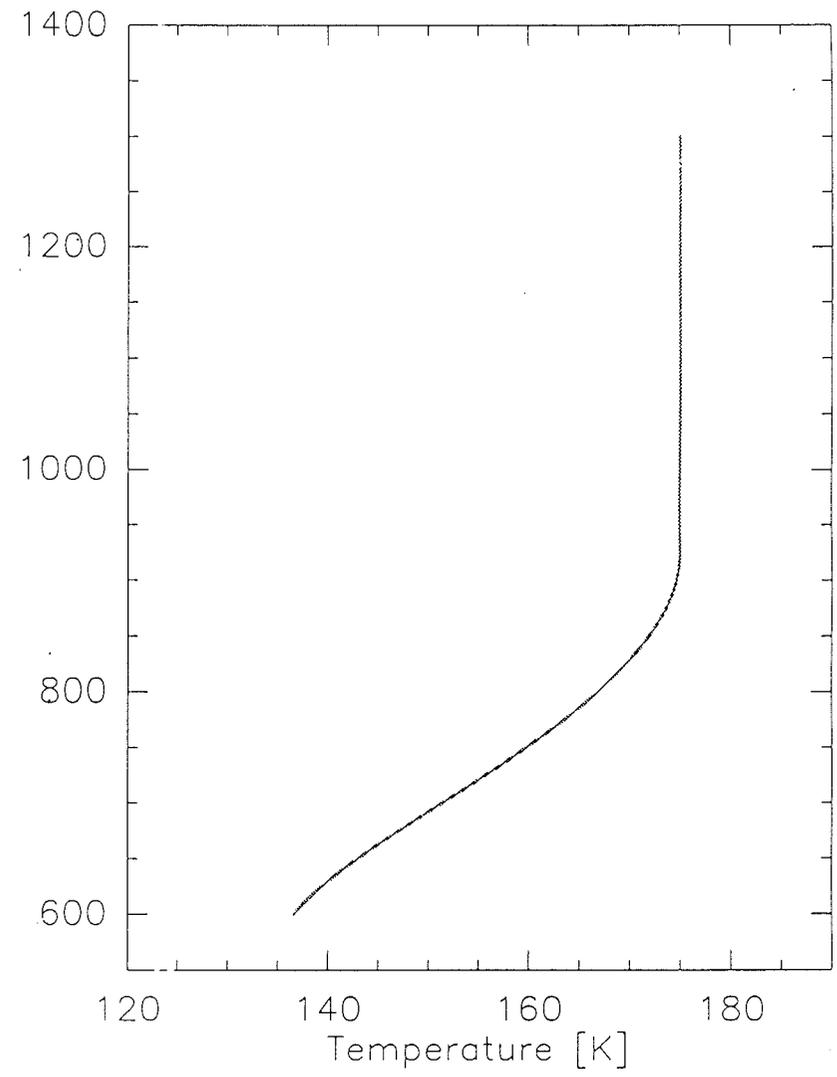
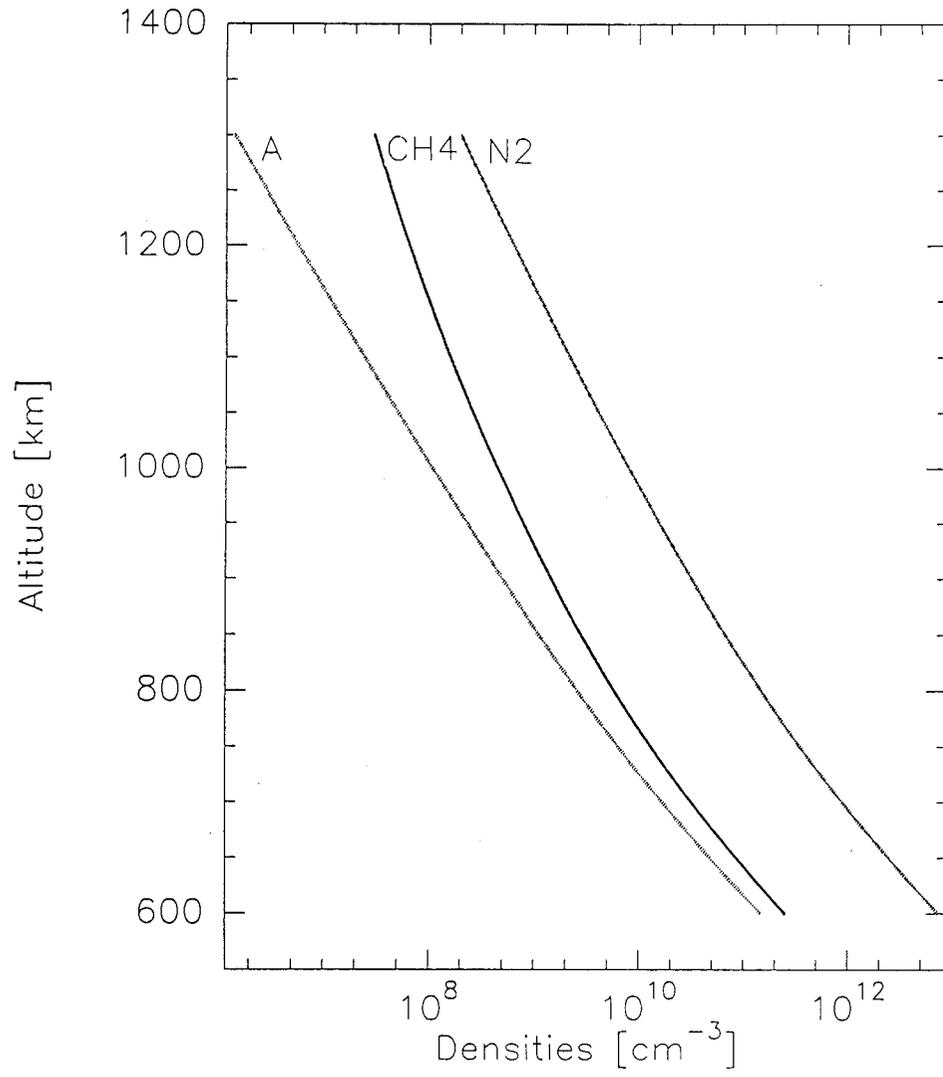


Figure 1

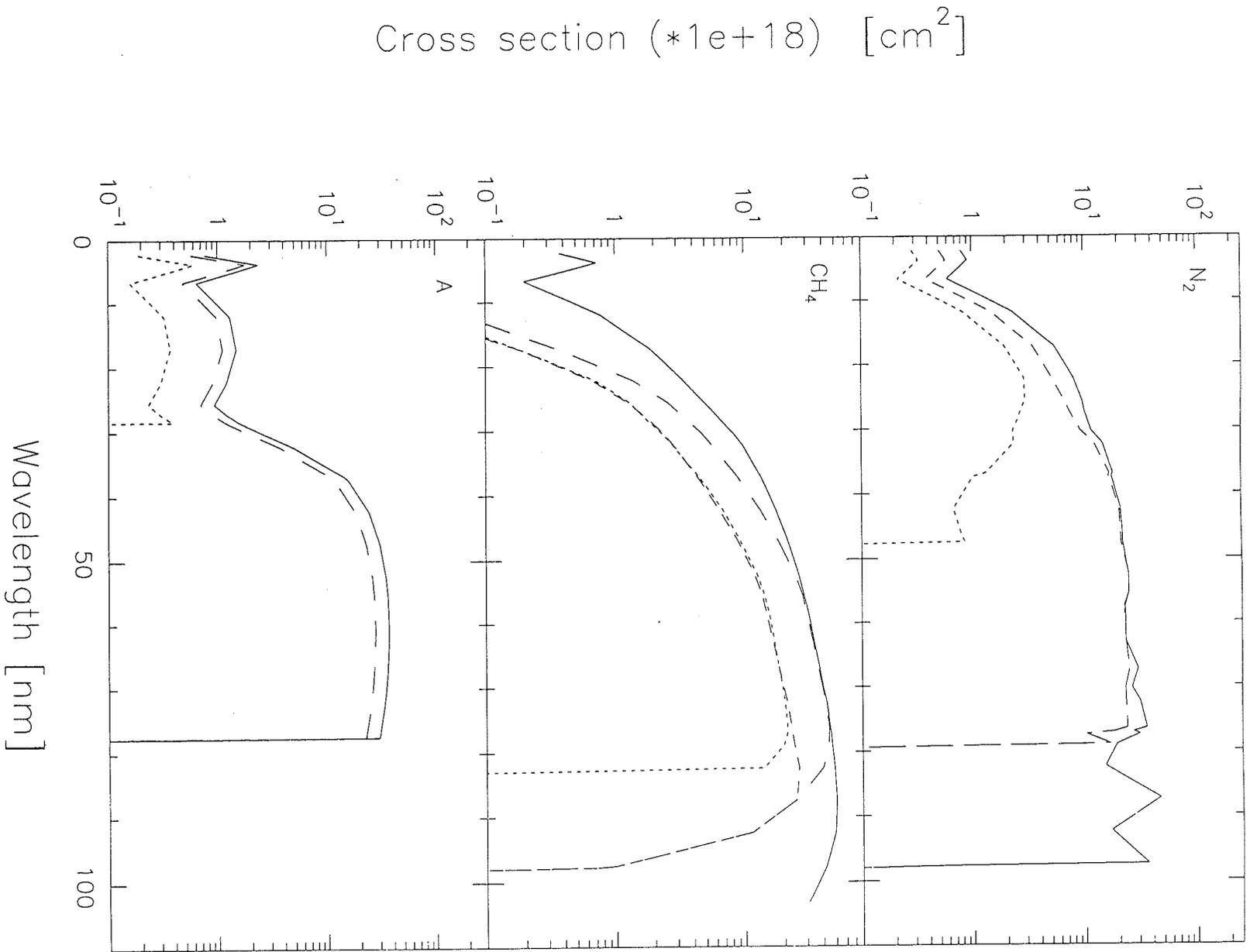


Figure 2

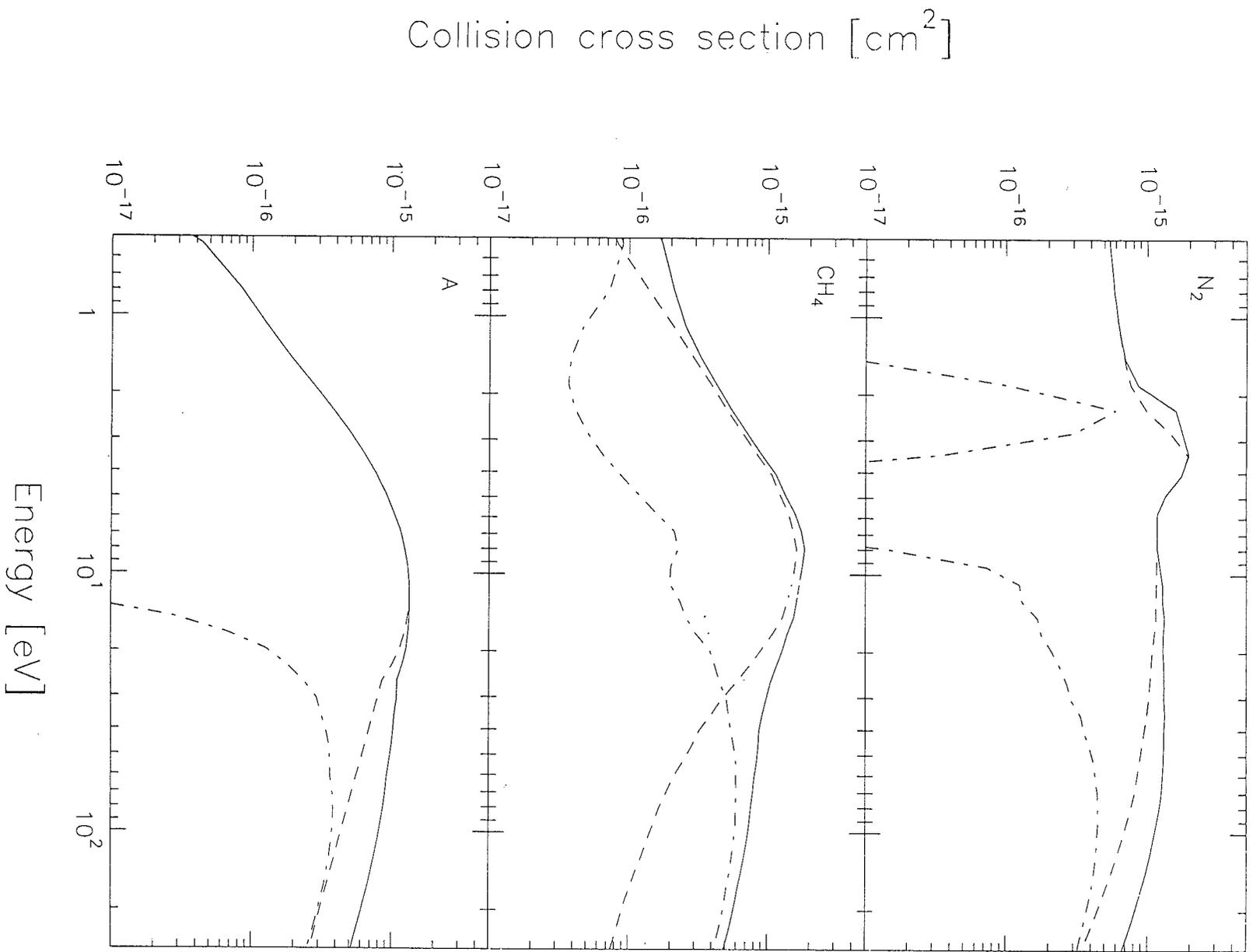


Figure 3

SOLAR PHOTON FLUX

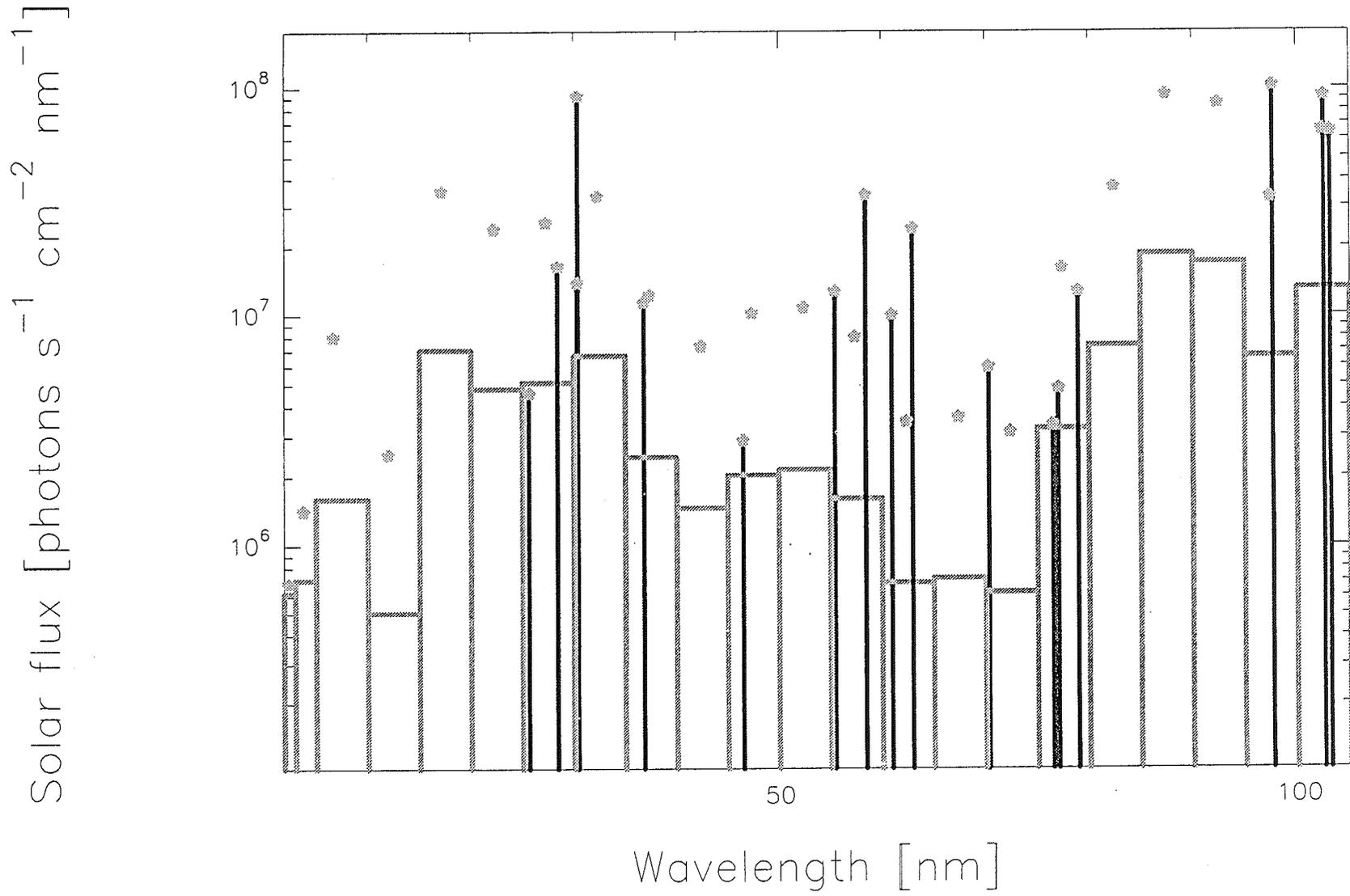


Figure 4

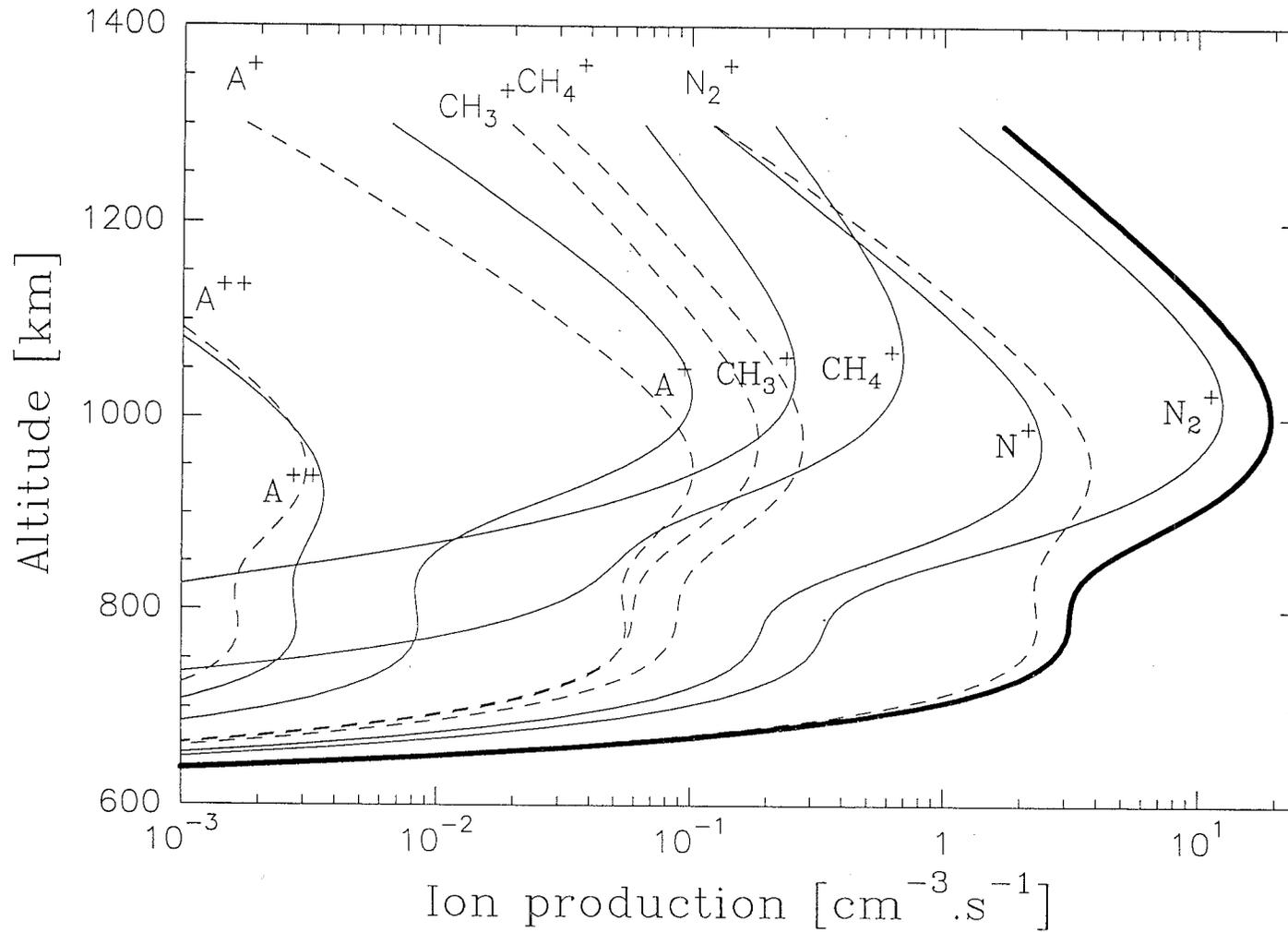


Figure 5

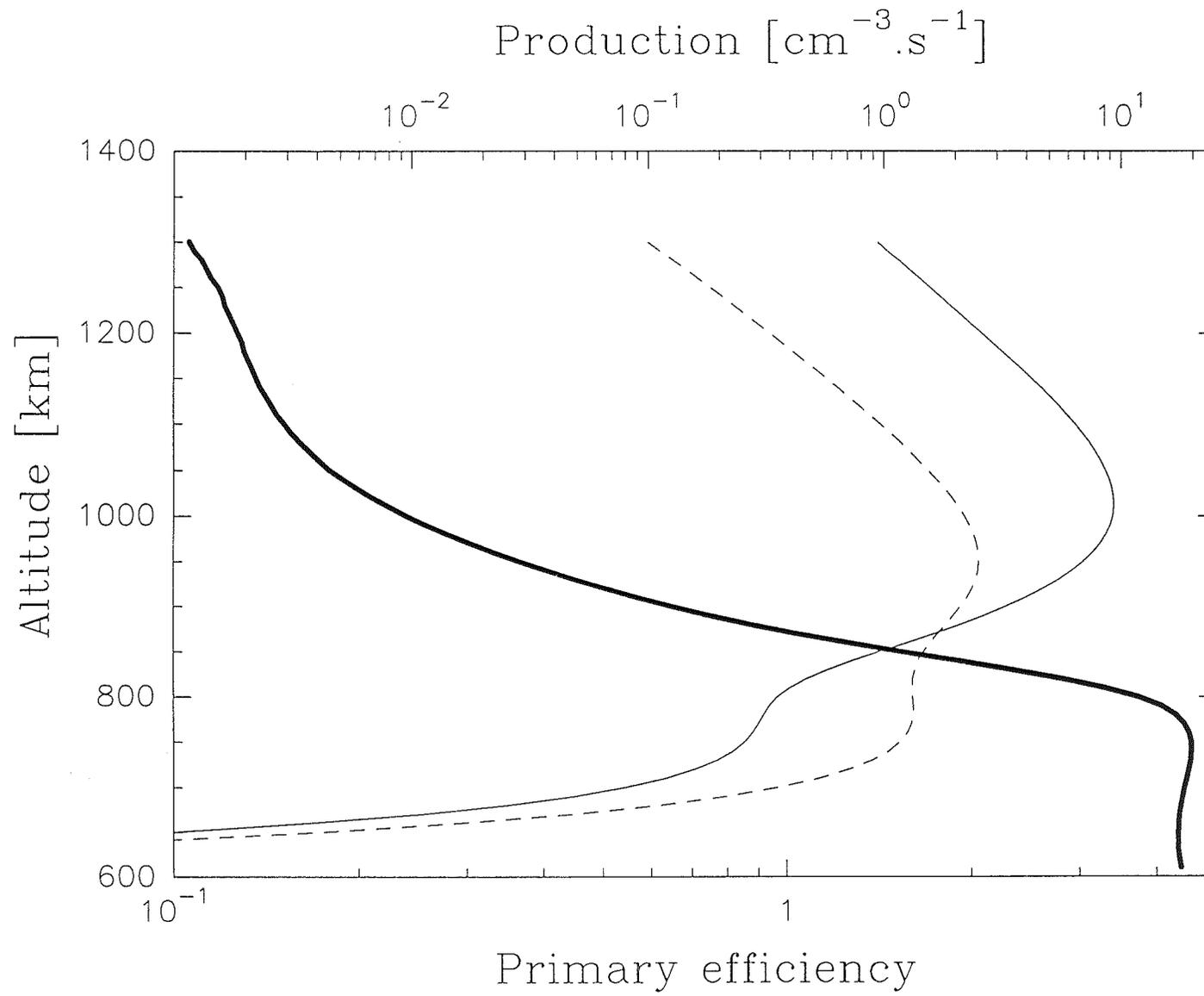


Figure 6

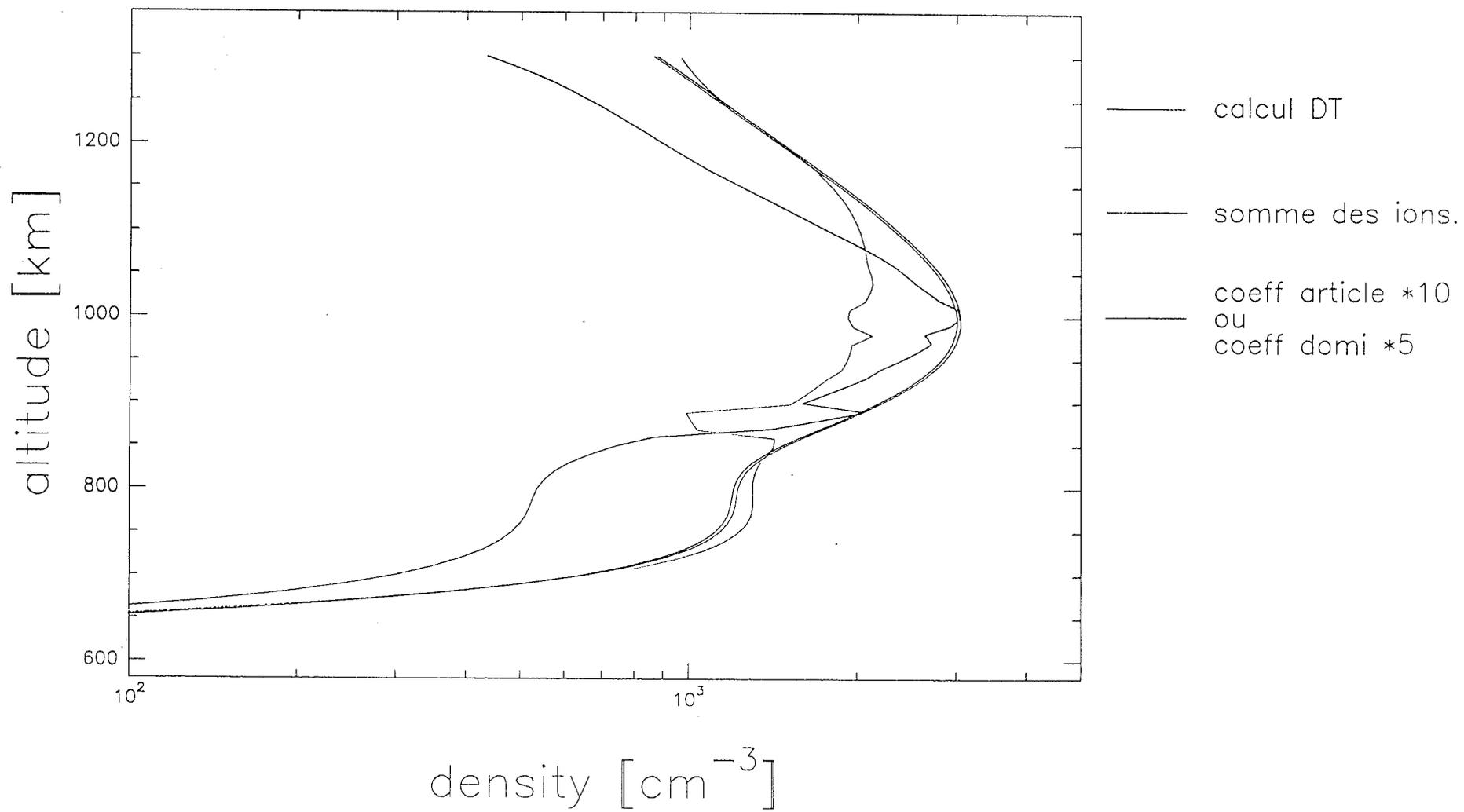
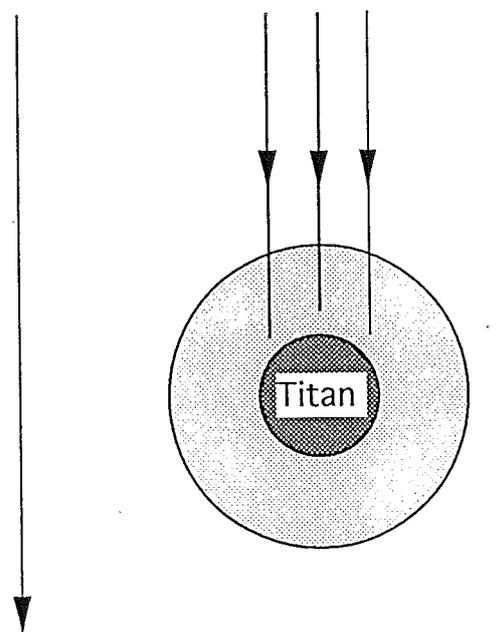


Figure 7



Meridian plane

Figure 8

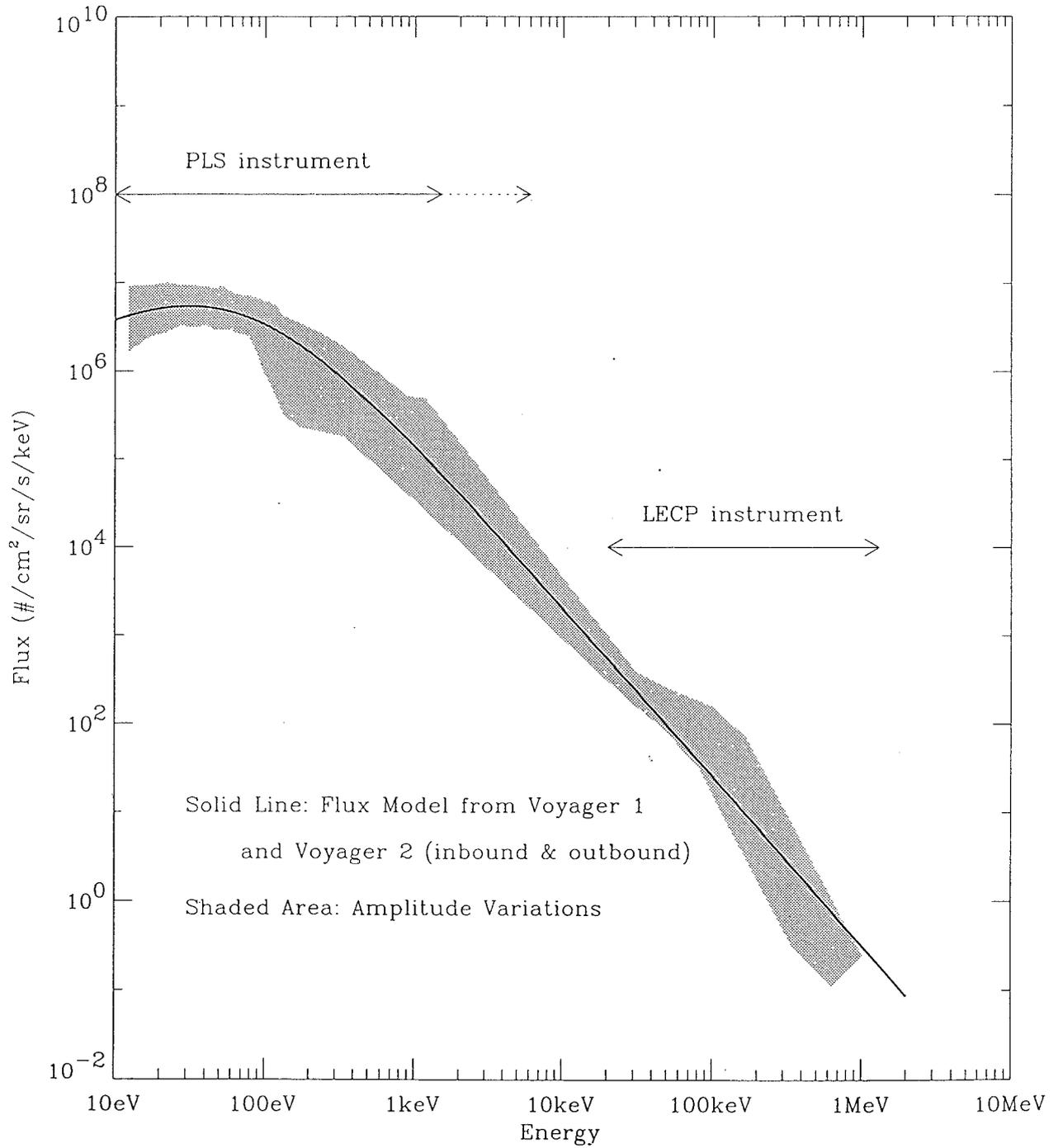


Figure 9

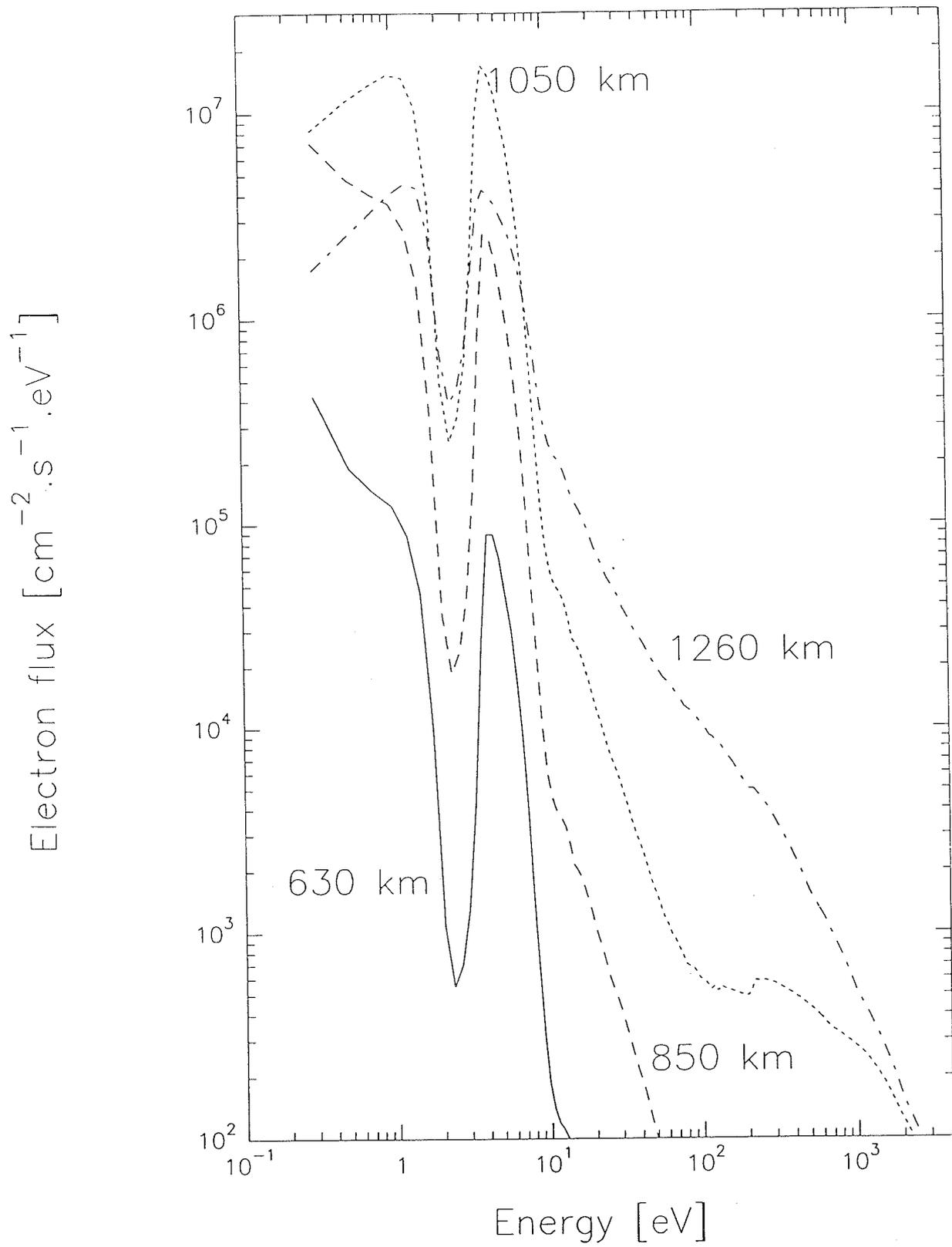


Figure 10

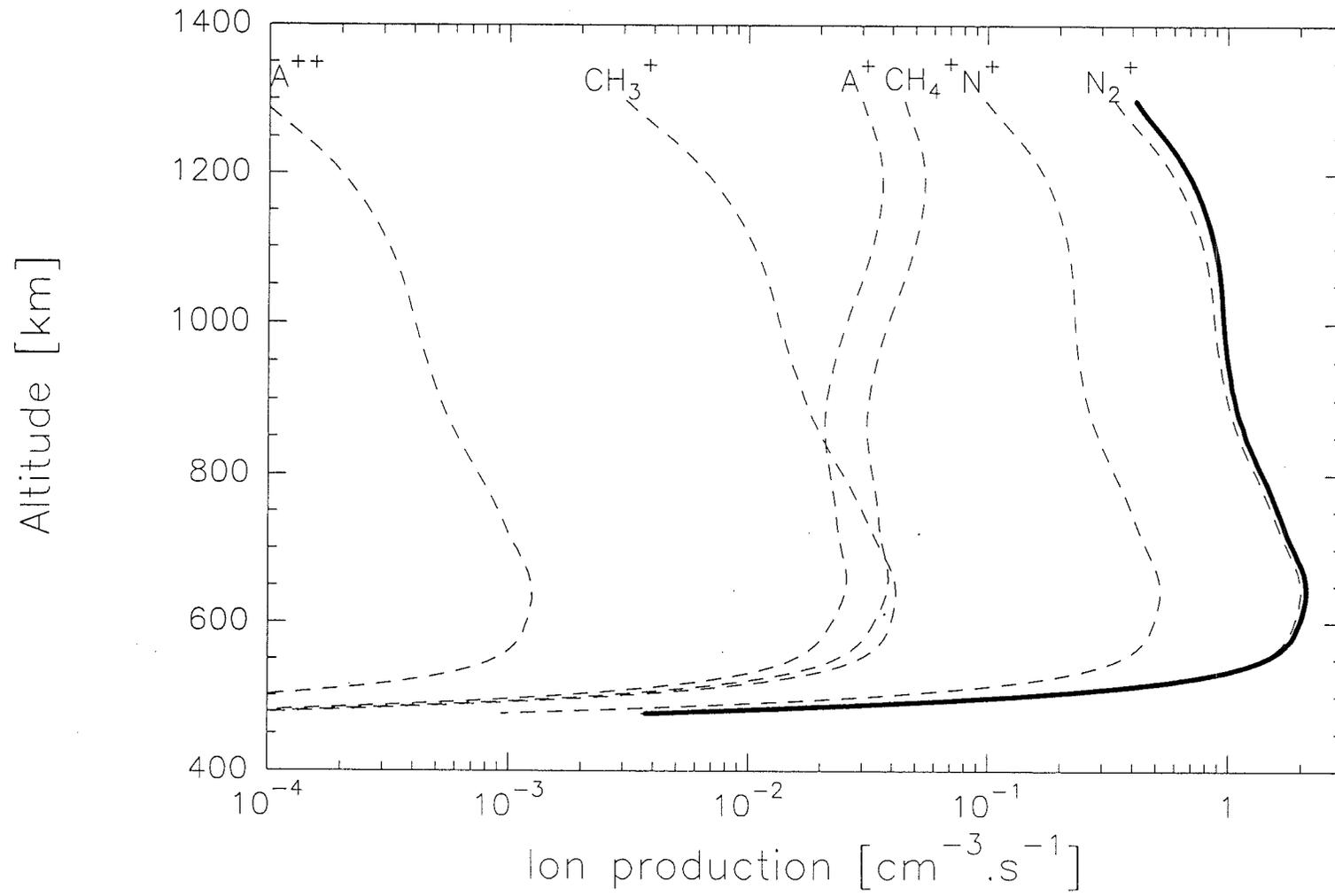


Figure 11

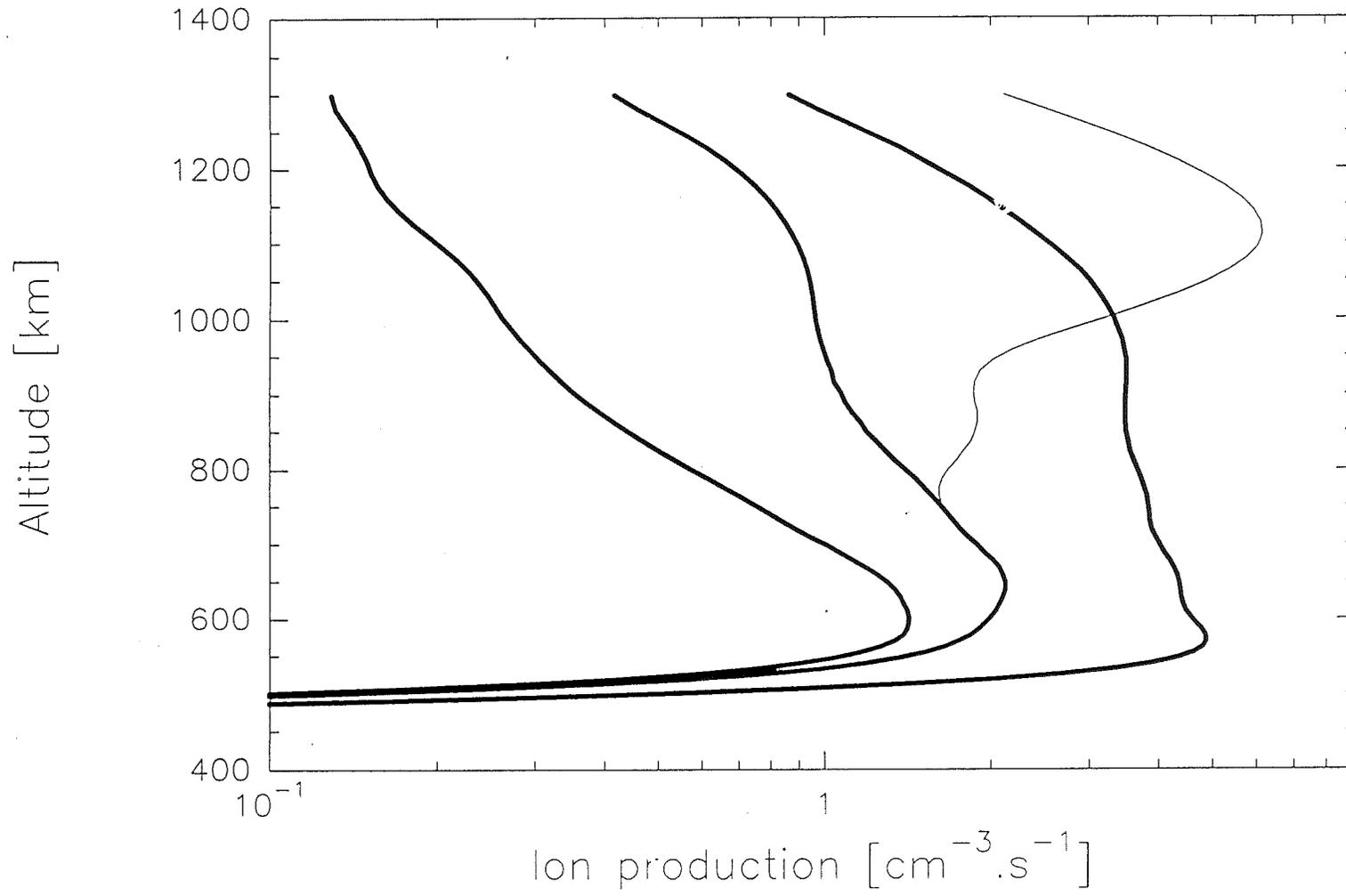


Figure 12

TRANSPORT DES PROTONS DANS L'IONOSPHERE AURORALE

Les électrons et les protons suprathermiques, issus du soleil et précipitant dans l'atmosphère des hautes latitudes, constituent une source d'énergie de l'ionosphère terrestre. Ces particules interagissent avec le gaz thermique ambiant par collisions.

L'équation de Boltzmann, fournissant les flux de particules en altitude, énergie et angle d'attaque, permet une description des plus complètes du transport de ces particules. Nous la redémontrons dans le cas dissipatif, le plus général, et nous proposons une résolution originale des équations de transport des protons et des atomes d'hydrogène, équations couplées *via* les réactions de changement de charge. Cette résolution, fondée sur l'introduction de forces dissipatives pour décrire la dégradation énergétique des particules précipitant, permet la prise en compte des redistributions angulaires, d'origine collisionnelle ou magnétique, jusqu'alors négligées. Pourtant, leur effet a été observé, depuis le sol, sur les émissions des atomes d'hydrogène, comme en témoigne la composante, décalée vers le rouge, du profil Doppler selon le zénith magnétique.

La résolution adoptée ici est validée par comparaison avec un autre modèle, dans le cas classique sans redistribution angulaire. L'influence de l'effet de miroir magnétique est discutée : cet effet ne semble pas pouvoir expliquer, à lui seul, le décalage vers le rouge observé. La redistribution angulaire collisionnelle doit jouer un rôle significatif. Enfin, une comparaison de notre modèle avec les données de la fusée Proton I est proposée.

Mots-clés : Protons - Atomes d'hydrogène - Transport - Equation de Boltzmann - Ionosphère - Dégradation énergétique continue - Sections efficaces - Fonctions de perte - Effet de miroir magnétique - Emission Balmer - Décalage Doppler vers le rouge

PROTON TRANSPORT IN THE AURORAL IONOSPHERE

The suprathermal electrons and protons coming from the Sun and precipitating into the high latitude atmosphere are an energy source of the Earth's ionosphere. These particles interact with the ambient thermal gas through collisions.

The Boltzmann equation providing particle fluxes in altitude, energy and pitch angle allows one of the most complete descriptions of the transport of these particles. We demonstrate it again in the dissipative case, the most general one, and we propose an original resolution of transport equations of protons and hydrogen atoms: these equations are coupled *via* charge-changing reactions. This resolution based on the introduction of dissipative forces to describe the energetic degradation of precipitating particles allows to take into account the angular redistributions of collisional or magnetic origin, neglected until now. Nevertheless their effect has been observed from ground on the H atom emissions as the red shift of the magnetic-zenith Doppler profile attests it.

The resolution adopted here is validated by comparison with another model in the classical case of no angular redistribution. The influence of magnetic mirroring effect is discussed: this effect does not seem sufficient to explain alone the observed red shift. The collisional angular redistribution has then to play a significant role. At last a comparison of our model with Proton I rocket data is proposed.

Keywords: Protons - Hydrogen atom - Transport - Boltzmann equation - Ionosphere - Continuous Slowing Down Approximation - Cross sections - Loss functions - Magnetic mirroring effect - Balmer emission - Doppler red shift