

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene
Faculté de Physique
Département de Physique Théorique



Thèse de Doctorat

Présentée pour l'obtention du grade Docteur

En : **Physique**

Spécialité : **Physique Théorique**

Par : **Bouziane Abdelâaziz**

SUJET :

Transport cinétique dans les milieux ionisés

Soutenue publiquement le : 21 mai 2023, devant le jury composé de :

M. ZERGUINI Taha Houssine	Professeur à l'	<i>USTHB/FPH</i>	Président
M. DJEBLI Mourad	Professeur à l'	<i>USTHB/FPH</i>	Directeur de thèse
M. ABELATIF Toufik El-hak	Directeur de recherche au	<i>CRAAG</i>	Examineur
M. LILENSTEN Jean	Directeur de recherche à l'	<i>IPAG/France</i>	Examineur
M. OURABAH Kamel	Maître de Conférence/A à l'	<i>USTHB/FPH</i>	Examineur
Mme. ZAOURAR Naima	Professeur à l'	<i>USTHB/FST</i>	Examinatrice

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
جامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا
كلية الفيزياء
قسم الفيزياء النظرية



رسالة دكتوراء

للحصول على درجة دكتور
في الفيزياء
التخصص: الفيزياء النظرية
للسيد: بوزيان عبد العزيز
الموضوع:

النقل الحركي في الأوساط المتأينة

عرضت علنا يوم 2023-05-21 أمام اللجنة المكونة من:

رئيس	جامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا	أستاذ التعليم العالي بـ:	رفيني طه حسين
مشرف	جامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا	أستاذ التعليم العالي بـ:	جبلي مراد
ممتحن	مركز البحث في علم الفلك والفيزياء الفلكية والفيزياء الأرضية	مدير بحث بـ:	عبد اللطيف توفيق الحق
ممتحن	معهد علم الكواكب والفيزياء الفلكية /فرنسا	مدير بحث بـ:	جون للينستن
ممتحن	جامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا	أستاذ محاضر /أ بـ:	اورايح كمال
ممتحنة	جامعة هواري بومدين للعلوم والتكنولوجيا	أستاذة التعليم العالي بـ:	زورار نعيمة

Remerciements

Tout d’abord, je remercie en premier et en dernier lieu Allah, le Clément et le Miséricordieux de nous avoir donné la force et le courage et la volonté de mener à terme ce modeste travail de recherche.

Le présent travail n’aurait pu être mis au point sans l’aide et les orientations prodiguées par mon directeur de thèse, le professeur Djebli Mourad de l’Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene (USTHB). Nous avons eu le plaisir de travailler sous votre direction. Nous vous remercie pour votre gentillesse et spontanéité avec lesquelles vous avez dirigé ce travail, ainsi que pour votre disponibilité et vos conseils que grâce à eux nous avons pu améliorer notre travail.

J’exprime mes plus sincères remerciements à monsieur le Professeur Zerguini Taha Houssine le directeur du laboratoire de Physique Théorique (USTHB) qui m’a fait l’honneur de présider le jury de la présente thèse.

Je remercie le docteur Abdelatif Toufik Elhak, directeur de recherche au Centre de Recherche en Astronomie Astrophysique et Géophysique d’avoir accepté d’être membre du jury.

Je voudrais remercier le docteur Lilensten Jean, directeur de recherche à l’Institut de Planétologie et d’Astrophysique (France) pour l’honneur qu’il m’a fait en acceptant d’examiner ce travail et de participer au jury. Je le remercie aussi pour ses conseils toujours très précieux. De plus, le docteur Lilensten Jean a été toujours d’un grand soutien pour notre équipe de recherche. Nous le remercions de nous avoir introduit dans ce domaine de recherche fascinant, et plus particulièrement d’avoir mis à notre disposition son code de calcul TRANSSOLO.

Mes remerciements vont aussi à monsieur Ourabah Kamel, Maître de Conférence classe A à la Faculté de Physique (USTHB), ainsi qu'au Professeur Zaourar Naima de la Faculté des Sciences de la Terre, de Géographie et de l'Aménagement du Territoire (USTHB) pour l'intérêt qu'ils ont manifesté et porté à ce travail en acceptant de prendre part au jury de la présente thèse.

Je ne peux oublier mes remerciements les plus chaleureux au docteur Ferdi Mohammed Amin, membre de l'équipe de Physique Théorique à la Faculté de Physique (USTHB) pour son aide précieuse dans cette thèse.

Je dédie entièrement ce travail à mon père et à ma mère, ma femme et mes sœurs. Mes premiers supporteurs et ma plus grande force. Un grand merci pour votre présence à nos côtés.

Résumé :

Le comportement des ions majoritaires et des neutres minoritaires dans la haute atmosphère ainsi que leur sensibilité à l'activité solaire et aux divers couplages qui existent entre l'ionosphère et la thermosphère sont étudiés à travers un modèle mathématique unidimensionnel dans lequel la photoabsorption, l'impact électronique, la chimie aéronomique, la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente et l'ablation des météoroïdes sont considérés.

Ce modèle est appliqué à l'étude des états excités du monoxyde d'azote : $NO(1 \leq v \leq 7)$; $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et des espèces du sodium : Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$ dans une atmosphère où les ions principaux : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ et les atomes d'azote : $N(^4S; ^2D)$ interviennent. L'analyse des résultats obtenus montre que la distribution des neutres minoritaires $NO(1 \leq v \leq 7)$, $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et Na , est fortement liée à l'état de l'ionosphère. La comparaison de la simulation aux mesures du satellite TIMED-SABER effectuées au taux d'émission volumique de NO à $5,3 \mu m$ et celles de LIDAR du sodium à Logan (États-Unis) effectuées à la densité de Na , confirme la validité de notre modèle.

Abstract :

The behavior of major ions and minor neutral species in the upper atmosphere related to solar activity and the strong coupling of the ionosphere and thermosphere, in addition to a numerical one-dimensional model are considered. A myriad of processes are included photoabsorption, electron impact, aeronomic chemistry, molecular diffusion, turbulent diffusion, and meteoroid ablation.

This model is applied to the study of nitric oxide excited states : $NO(1 \leq v \leq 7)$; $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ and sodium species : Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$ in the atmosphere where significant numbers of free major ions : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ and nitrogen atoms : $N(^4S; ^2D)$ are present. The analysis of the various results indicates that the distribution of minor neutral species : $NO(1 \leq v \leq 7)$, $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ and Na is related to the ionosphere state. Data measurements of NO $5.3 \mu m$ volume emission rate provided by the TIMED-SABER satellite and those of the Na LIDAR in Logan (United States) for Na density, corroborate our numerical model.

الملخص:

ترتبط مكونات الغلاف الجوي العلوي من أيونات وجسيمات محايدة ارتباطاً وثيقاً بالنشاط الشمسي والتداخل بين طبقتي الأيونوسفير والثرموسفير، من أجل نمذجة هذه الطبقات اعتمدنا على نموذج رياضي أحادي البعد يضم العديد من الظواهر مثل الامتصاص الضوئي، التصادمات الإلكترونية مع الجسيمات المحايدة، التفاعلات الكيميائية، الانتشار الجزيئي، الانتشار المضطرب واحتراق النيازك في الغلاف الجوي.

تم تطبيق هذا النموذج لدراسة الحالات المثارة لأحادي أكسيد النيتروجين: $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$; $NO(1 \leq v \leq 7)$ والعناصر الكيميائية للصوديوم: $Na; Na^+; NaHCO_3$ في حالة تواجد العديد من الأيونات الأساسية: $O^+; N^+; O_2^+; N_2^+; NO^+$ وذرة النيتروجين في حالتها المستقرة والمثارة: $N(^4S; ^2D)$. تتوافق نتائج نموذجنا النظري مع قياسات القمر الصناعي TIMED الخاصة بالانبعاثات الطيفية لأحادي أكسيد النيتروجين عند $5,3 \mu m$ وقياسات كثافة الصوديوم Na بواسطة جهاز الليزر الخاص بالعنصر Na المثبت بمنطقة لغان بالولايات المتحدة.

Table des matières

Introduction	1
1 L'ionosphère terrestre	5
1.1 Couches ionosphériques terrestres	6
1.1.1 Couche D	6
1.1.2 Couche E	7
1.1.3 Couche F	7
1.2 Variations de l'ionosphère	8
1.2.1 Variations régulières	8
1.2.2 Variations irrégulières	13
1.3 Techniques de mesure de l'ionosphère	15
1.3.1 Ionosondes	16
1.3.2 Radars	17
1.3.3 GPS	17
1.3.4 limitations instrumentales	18
1.4 Modèles ionosphériques	18
1.4.1 Modèles empiriques et semi-empiriques	19
1.4.2 Modèles théoriques	19
1.5 État de l'art du problème posé	20
2 Modélisation des processus ionosphériques	21
2.1 Mécanismes d'ionisation	21
2.1.1 Photoionisation de l'atmosphère neutre	22
2.1.2 Ionisation par impact électronique (ionisation secondaire)	26
2.2 Réactions chimiques dans l'ionosphère	30

2.2.1	Taux de production chimique	31
2.2.2	Taux de perte chimique	31
2.3	Équations macroscopiques du transport (modèle fluide)	32
2.3.1	Équation de continuité	32
2.3.2	Équation de transport de la quantité de mouvement	33
3	La haute atmosphère : Impact des espèces majoritaires et minoritaires	35
3.1	Modèle mathématique simplifié	35
3.1.1	Description générale	36
3.1.2	Transport vertical	37
3.1.3	Conditions aux limites et initiales	38
3.1.4	Résolution numérique	39
3.2	Composition de la haute atmosphère	39
3.2.1	Le modèle NRLMSISE-00	40
3.2.2	Le modèle NOEM	41
3.2.3	Le modèle IRI-2016	42
3.3	Entrée énergétiques dans l'atmosphère	43
3.3.1	Photons EUV	43
3.3.2	Précipitations électroniques	44
3.4	Chimie de la haute atmosphère entre 70 et 200 km	45
3.4.1	Chimie des ions principaux	46
3.4.2	Chimie de l'azote atomique neutre	49
3.5	Limites du modèle	51
4	Excitation du monoxyde d'azote dans la haute atmosphère	53
4.1	Émission de NO à 5,3 μm	54
4.2	Création et destruction de NO(v)	55
4.2.1	Production de NO(v)	55
4.2.2	Perte de NO(v)	58
4.3	Création et destruction des états NO(A ; B ; C)	61
4.4	Calcul des densités de NO(v) et NO(A ; B ; C)	62
4.5	Résultats et discussions	65

4.5.1	Variations journalières des niveaux vibrationnels NO(v)	65
4.5.2	Sensibilité de l'émission vibrationnelle de NO aux paramètres des précipitations électroniques	71
4.5.3	Variations diurnes des états excités NO(A; B; C)	75
4.5.4	Sensibilité de l'état excité NO(C) aux précipitations électroniques .	76
4.6	Validation et comparaison avec les données de satellite TIMED-SABER . .	77
4.6.1	Comparaison avec des mesures réalisées durant la journée	77
4.6.2	Comparaison avec des événements de précipitations électroniques disponibles dans la littérature	80
5	Modélisation des espèces du sodium dans la haute atmosphère	85
5.1	Observation du sodium dans la haute atmosphère	86
5.1.1	LIDARs du sodium	86
5.1.2	Dérivation de la densité du sodium atomique	89
5.2	Formation de la couche Na : Modèle théorique	90
5.2.1	Production par ablation des météoroïdes	90
5.2.2	Chimie des espèces du sodium	94
5.2.3	Calcul de la densité des espèces du sodium	96
5.3	Résultats	98
5.3.1	Analyse des taux linéiques de production des éléments métalliques .	98
5.3.2	Variations journalières des espèces du sodium	99
5.3.3	Validation du modèle d'ablation des météoroïdes	100
5.3.4	Validation et comparaison avec les données de LIDAR du sodium à Logan	101
	Conclusion	103
	Annexes	105
A	Établissement de l'équation de Boltzmann	107
B	Établissement des moments de l'équation de Boltzmann	109
B.1	Moment scalaire d'ordre 0 : équation de continuité	110

B.2	Moment vectoriel d'ordre 1 : équation de transport de la quantité de mouvement	111
C	Établissement de l'équation du flux des électrons suprathermiques	117
D	Résolution numérique d'une EDP de type parabolique	121
E	Méthode de Runge-Kutta-Fehlberg	125
	Bibliographie	127

Introduction

L'ionosphère terrestre est la partie ionisée de la haute atmosphère. Elle est créée côté jour par l'absorption des photons solaires de longueur d'onde inférieure à 175 nm : EUV (Schunk et Nagy, 2009), qui arrachent des électrons énergétiques, dits photoélectrons primaires, aux constituants neutres de l'atmosphère. Ces électrons peuvent se révéler suffisamment énergétiques pour ioniser à leur tour l'atmosphère neutre via les collisions électrons-neutres. De même, les particules énergétiques (essentiellement des électrons et des protons) issues du vent solaire peuvent traverser l'atmosphère (surtout aux hautes latitudes) et constituer une autre source d'ionisation (Lilensten et Blelly, 1999). L'ionosphère est donc composé d'électrons thermiques dont l'énergie est inférieure à l'eV, d'électrons suprathermiques avec une énergie supérieure à l'eV et d'ions libres de se mouvoir dans toutes les directions de l'espace (Kelley, 2009).

La haute atmosphère ne compte pas deux parties distinctes, l'une neutre : la thermosphère et l'autre ionisée : l'ionosphère. Il existe entre ces deux parties des couplages de divers ordres. Leur comportement résulte de l'interaction complexe entre des mécanismes locaux : photoabsorption ; impact électronique ; impact des météoroïdes ; chimie aéronomique et des mécanismes du transport : diffusion moléculaire ; diffusion turbulente (Kelley, 2009). La résolution simultanée des équations qui décrivent l'ensemble de ces mécanismes ne peut être envisagée dans toute sa généralité, même avec les ordinateurs actuels les plus puissants. Afin de contourner ce problème, on introduit des hypothèses choisies en tenant compte des problèmes que l'on souhaite aborder.

Depuis plusieurs années, les modèles unidimensionnels (1D) ont été consacrés à l'étude des variations de la haute atmosphère terrestre avec l'altitude, la latitude, l'heure locale,

la saison et le cycle solaire, voir par exemple, [Roble et Dickinson \(1989\)](#); [Qian et al. \(2006\)](#). Pour déterminer la distribution des ions majoritaires : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ et des constituants minoritaires : $NO(1 \leq v \leq 7)$; $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$; Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$ dans la région de la mésosphère-thermosphère, entre 70 et 200 km, on s'est d'abord attaché à définir des modèles simples où n'intervient que la dimension verticale. On constate alors que les hypothèses faites n'affectent pas la structure verticale des espèces considérées.

La première partie de cette thèse s'intéresse aux émissions vibrationnelles et électroniques du monoxyde d'azote NO par une approche basée sur la modélisation numérique. Les équations qui gouvernent cette modélisation comprend l'équation du flux des électrons suprathermiques, l'équation de continuité et l'équation de transport de la quantité du mouvement (considérée pour l'excitation vibrationnelle). La comparaison de la simulation aux mesures de SABER (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry) effectuées au taux d'émission volumique de NO à $5,3 \mu m$, confirme la validité de ce modèle ([Bouziane et al., 2022a,b](#)).

La deuxième partie de cette thèse, est l'étude des espèces du sodium : Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$. Ces espèces sont décrites par un modèle du transport fluide (équations de continuité et du mouvement) couplé avec un modèle d'ablation des météoroïdes. Nous avons testé ce modèle pour différentes conditions géophysiques liées à l'activité solaire et nous avons gardé celles qui donne le meilleur accord avec la mesure de LIDAR (Light Detection and Ranging) du sodium à Logan (États-Unis), effectuées par rapport à la densité de Na .

Cette thèse présente les travaux que nous avons réalisés dans le cadre de la préparation de la thèse de doctorat, divisée en cinq chapitres :

Le chapitre 1, après un bref historique de l'ionosphère terrestre et une présentation de ses couches, s'intéresse à : expliquer les variations de l'ionosphère et leurs causes qui sont étroitement liées aux entrées énergétiques solaires : photons EUV et précipitations de particules suprathermiques ; présenter les principales techniques de mesure de l'ionosphère ; donner un aperçu sur les modélisations empiriques et théoriques qui sont effectuées pour ce milieu.

Le chapitre 2 est consacré aux aspects théoriques qui sont utilisés dans la modélisation des processus d'ionisation dans la haute atmosphère : photoabsorption ; impact électronique ;

réactions chimiques. Nous avons présenté le modèle mathématique des ions principaux dans la haute atmosphère. Les équations qui gouvernent ce modèle comprennent l'équation de transfert radiatif (ETR) des électrons suprathermiques, l'équation de continuité et de quantité du mouvement.

Dans le chapitre 3, nous avons décrit le modèle mathématique des ions principaux et des neutres minoritaires dans la haute atmosphère, entre 70 et 200 *km*. Les équations qui gouvernent ce modèle comprennent l'équation de continuité et de quantité du mouvement. Pour les résoudre, nous pouvons nous baser sur plusieurs approximations, en éliminant les termes qui sont négligeables dans les conditions qui prévalent dans cette gamme d'altitudes.

Dans le chapitre 4, nous avons étudié l'excitation du monoxyde d'azote dans la haute atmosphère (100 – 200 *km*). Après un bref rappel sur le monoxyde d'azote *NO* et leur émission à 5,3 μm , nous avons présenté les outils théoriques nécessaires à la modélisation de la structure verticale des états vibrationnels $NO(1 \leq v \leq 7)$ et des états électroniques $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$. Le premier résultat que nous avons obtenu concerne les taux de production ; les taux de perte et les densités des états $NO(1 \leq v \leq 7)$ ce premier résultat nous a conduit à étudier deux exemples sur les sorties de notre modèle, un exemple pour une ionosphère diurne à la région (30, 25° *N*, 22, 88° *W*) et un autre exemple pour des conditions solaires actives (orage magnétique) à la région d'Irkutsk (52, 00° *N*, 104, 00° *W*). Un autre résultat important de ce travail concerne les variations diurnes des états excités $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et leur sensibilité aux précipitations électroniques.

Dans le chapitre 5, nous nous sommes intéressés à la modélisation des espèces du sodium *Na*; Na^+ et $NaHCO_3$ dans la haute atmosphère (70 – 120 *km*). La première partie de ce chapitre est consacrée à la description de technique LIDAR qui est utilisée pour détecter le sodium atomique *Na* dans la haute atmosphère. Dans la deuxième partie, nous avons décrit le modèle théorique de ces espèces. Ce modèle prend en compte l'ablation des météoroïdes, la chimie incluant à la fois du gaz neutre et ionisé, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente. Enfin, nous avons présenté les sorties de ce modèle : taux linéiques de production des éléments métalliques par ablation des météoroïdes ; densités des espèces *Na*; Na^+ et $NaHCO_3$, qui peuvent être éventuellement comparées aux mesures faites par le radar 430 *MHz* d'Arecibo et le LIDAR du sodium à Logan.

L'ionosphère terrestre

L'ionosphère est la partie ionisée de la haute atmosphère, elle est considérée comme une région dans laquelle se trouve un nombre significatif de particules chargées (électrons et ions) libres à effets visibles. Ces particules sont produites par l'ionisation des constituants neutres de l'atmosphère soit par absorption des rayonnements ultraviolets extrêmes EUV (1 – 175 nm), soit par collisions avec des particules d'énergies élevées (électrons et protons principalement) qui pénètrent l'atmosphère (Schunk et Nagy, 2009). Une fois ces particules chargées sont formées, elles sont affectées par d'autres processus, comme la chimie du milieu, la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente et le transport dû aux champs électrique et magnétique (Kelley, 2009). L'ionosphère terrestre s'étend depuis environ 50 – 60 km d'altitude jusqu'au-delà de 1000 km (Schunk et Nagy, 2009). Elle est habituellement divisée en différentes régions (ou couches) caractéristiques : D, E et F (voir figure 1.1), puisque l'atmosphère absorbe les rayonnements solaires EUV selon leurs énergies (Lilensten et Blelly, 1999).

L'histoire ancienne de la découverte de l'ionosphère est liée au développement de la communication radio, étant donné que l'existence de l'ionosphère terrestre a été confirmée en 1901 par G. Marconi, qui a réalisé la première communication radio transatlantique (Schunk et Nagy, 2009). Lorsqu'en 1902, A. E. Kennelly et O. Heaviside ont suggéré que les charges libres dans la haute atmosphère pourraient refléter les ondes radio (Ratcliffe, 1966). En 1903, J. E. Taylor a suggéré indépendamment de Kennelly et Heaviside que le rayonnement solaire UV était la source d'ionisation, ce qui impliquait le contrôle solaire de la propagation radio (Taylor, 1903). Le mot ionosphère est entré en usage en 1929, après

avoir été inventé par Watson-Watt (Watt, 1929). Des recherches ultérieures (Stamnes et Rees, 1983; Liliensten, 1989; Huba *et al.*, 2000; Pavlov, 2012; Solomon, 2017; Bilitza *et al.*, 2017) ont révélé de nombreuses informations sur l'ionosphère : sa structure verticale, ses variations temporelles et spatiales, ainsi que les processus physiques et chimiques qui vont contrôler l'évolution de son comportement.

1.1 Couches ionosphériques terrestres

La structure verticale de l'ionosphère terrestre est soumise à de fortes variations temporelles et spatiales. Les variations temporelles incluent les variations liées à l'heure locale "variations diurnes" et à la position par rapport au Soleil "variations saisonnières" (ce point sera détaillé dans la prochaine section), de plus, les variations spatiales avec l'altitude sont étroitement liées à la production, à la perte et au transport des différents ions. Dans ces conditions, l'ionosphère terrestre est divisée en régions caractéristiques : D, E et F (voir figure 1.1) que nous avons décrites dans cette section.

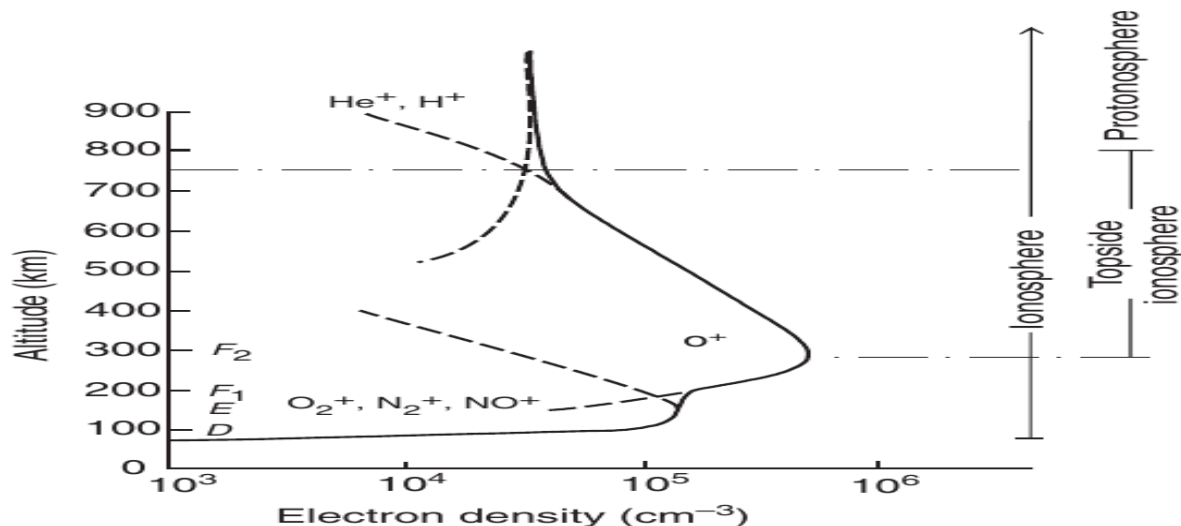


FIGURE 1.1 – Profils verticaux typiques des densités ioniques pour une ionosphère diurne à moyenne latitude (Schunk et Nagy, 2009).

1.1.1 Couche D

La couche D est la plus basse des couches ionosphériques, elle s'étend de 50 – 60 à 90 – 95 km d'altitude (Pavlov, 2014). Sa chimie est rendue complexe par la présence

des ions positifs et négatifs. Les mesures effectuées dans cette couche par des spectromètres de masse sur des fusées sondes ont montré que les ions positifs majoritaires sont : O_2^+ ; NO^+ ; $NO^+(H_2O)$; $H^+(H_2O)_n$ et les ions négatifs majoritaires sont : O^- ; O_2^- ; Cl^- ; $OH^-(H_2O)$; CO_3^- ; HCO_3^- ; NO_3^- ; $ONOO^-$; CO_4^- ; $NO_3^-(H_2O)$; $NO_3^-(H_2O)_2$; $^{35}Cl^-(CO_2)$ (Pavlov, 2014).

1.1.2 Couche E

La couche E s'étend de 90 – 95 *km* jusqu'à 140 – 160 *km* environ (Pavlov, 2012), d'où, les ions majoritaires sont les ions moléculaires O_2^+ et NO^+ . Aussi, les ions métalliques (Mg^+ , Fe^+ , Na^+ , ...) peuvent exister avec des densités relativement importantes (Istomin, 1963), ces ions sont d'origine extraterrestre, résultant de l'ablation des météoroïdes (Kopp, 1997). Les mesures des densités des ions dans cette couche montrent que la densité des ions métalliques devient relativement importante en dessous de 140 *km* (Roddy *et al.*, 2004). Par contre, les ions O^+ et N_2^+ restent des composants minoritaires dans cette couche (Pavlov, 2012).

1.1.3 Couche F

La couche située entre 140 – 160 et 1000 *km* d'altitude, est appelée couche F (Pavlov, 2012). Elle est constituée principalement par les ions : O_2^+ ; NO^+ ; O^+ ; H^+ et des composés de faible densité : N^+ ; He^+ ; N_2^+ (Schunk et Nagy, 2009). Elle se décompose pendant la journée en deux sous-couches F1 (de 140 – 160 à 200 *km*) et F2 (de 200 à 1000 *km*) (Schunk et Nagy, 2009).

Dans la partie supérieure de la couche F, la densité de H^+ dépend fortement des conditions géophysiques (activités solaires et géomagnétiques) qui permettent à H^+ de devenir l'ion majoritaire (Breig *et al.*, 1992; Su *et al.*, 2005), de même, la densité des ions He^+ est très variables et peut atteindre des valeurs importantes (Craven *et al.*, 1997; Denton *et al.*, 2002; Su *et al.*, 2005).

En générale, les ions O_2^+ et NO^+ deviennent des composants minoritaires au-dessus du pic de la couche F2 (Schunk et Nagy, 2009), et les ions métalliques sont parfois observés dans la couche F avec une faible densité (Hanson *et al.*, 1972; Kumar et Hanson, 1980;

Carter et Forbes, 1999).

1.2 Variations de l'ionosphère

Le milieu ionosphérique présente une grande variabilité temporelle et spatiale intimement liée aux variations des entrées énergétiques solaires dans la haute l'atmosphère (photons EUV et précipitations de particules énergétiques) qui modifient non seulement le taux d'ionisation, mais aussi la répartition en altitude des constituants ionosphériques et leur structure thermique (Schunk et Nagy, 2009). Dans cette section, nous avons décrit les variations régulières de l'ionosphère : variations journalières ; variations saisonnières ; variations dues au cycle d'activité solaire ; variations latitudinales et les variations irrégulières.

1.2.1 Variations régulières

L'ionosphère présente des variations régulières de l'état d'ionisation telles que toutes les régions ionosphériques sont soumises à des variations journalières (en fonction de l'heure locale), variations saisonnières (en fonction de la saison), variations sur un cycle solaire (d'environ 11 ans) et variations latitudinales (en fonction de la latitude géographique) (Lilensten et Blelly, 1999).

Variations journalières

Ces variations sont liées à la variation du flux des photons incident sur l'atmosphère en fonction de l'angle zénithal " χ " (voir figure 1.2) qui est donné par l'expression suivante (López-Puertas et Taylor, 2001) :

$$\cos(\chi) = \sin(\lambda) \sin(\delta) - \cos(\lambda) \cos(\delta) \cos\left(\frac{TL - 12}{12}\pi\right) \quad (1.1)$$

où λ est la latitude géographique, δ est la déclinaison du plan de l'équateur par rapport au plan de l'écliptique et TL est le temps local. En effet, l'évolution temporelle de l'angle χ entraîne des variations importantes sur la fonction de Chapman qui caractérise l'épaisseur de l'atmosphère traversée par le rayonnement solaire EUV (pour plus de détail, voir la

section 2.1), plus l'angle zénithal solaire est élevé, le rayonnement solaire pénètre moins dans l'atmosphère (Smith III et Smith, 1972), ce qui implique une moindre production de paire ion-électron. A partir d'une altitude donnée, l'ionisation est maximum à midi local dont la valeur de l'angle est faible, au contraire, pour leurs grandes valeurs dans le côté nuit où l'ionisation cesse (Schunk et Nagy, 2009).

Pendant la nuit, la densité des espèces ioniques de la couche E baisse fortement, sans disparaître, d'autre part, la couche F1 n'existe plus et la couche F2 ne subit qu'une diminution modérée en raison d'un échange de particules chargées avec la réserve qui constitue la magnétosphère (Lilensten et Blelly, 1999; Schunk et Nagy, 2009).

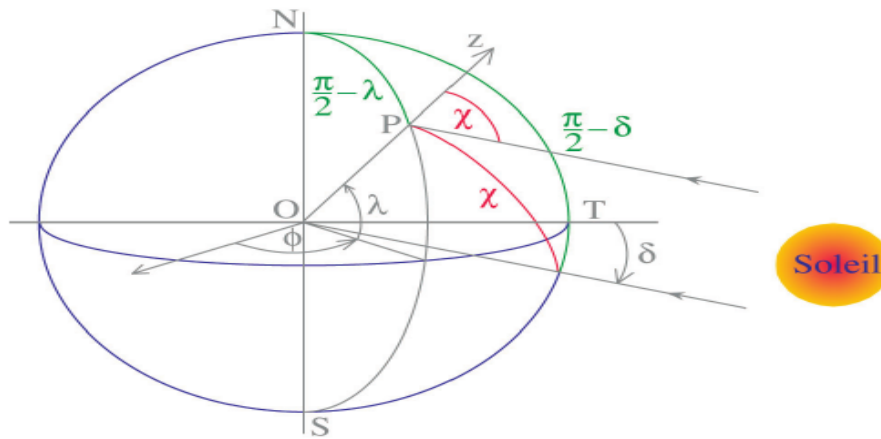


FIGURE 1.2 – L'angle solaire zénithal χ (correspondant à l'angle horaire $\phi = \frac{TL-12}{12}\pi$) à un point P qui se trouve à une latitude λ pour une déclinaison δ (Lilensten et Blelly, 1999).

Variations saisonnières

L'ionosphère est également soumise à des variations saisonnières selon la position héliocentrique de la Terre et la distance Terre-Soleil (voir figure 1.3). Les variations saisonnières des couches E et F1 sont attribuées au changement de l'angle solaire zénithal qui impose le taux d'ionisation des espèces neutres, par exemple, la couche F1 peut disparaître pendant l'hiver (Schunk et Nagy, 2009). Cependant, il est notable que la compréhension des variations saisonnières de l'ionosphère est plus complexe, en raison de son couplage avec la thermosphère (milieu neutre de l'atmosphère), par exemple, dans la région F2 on peut avoir un maximum de densité électronique très large au printemps par rapport à celui de l'été, malgré le fait que l'angle zénithal solaire est plus petit en été (Kelley, 2009).

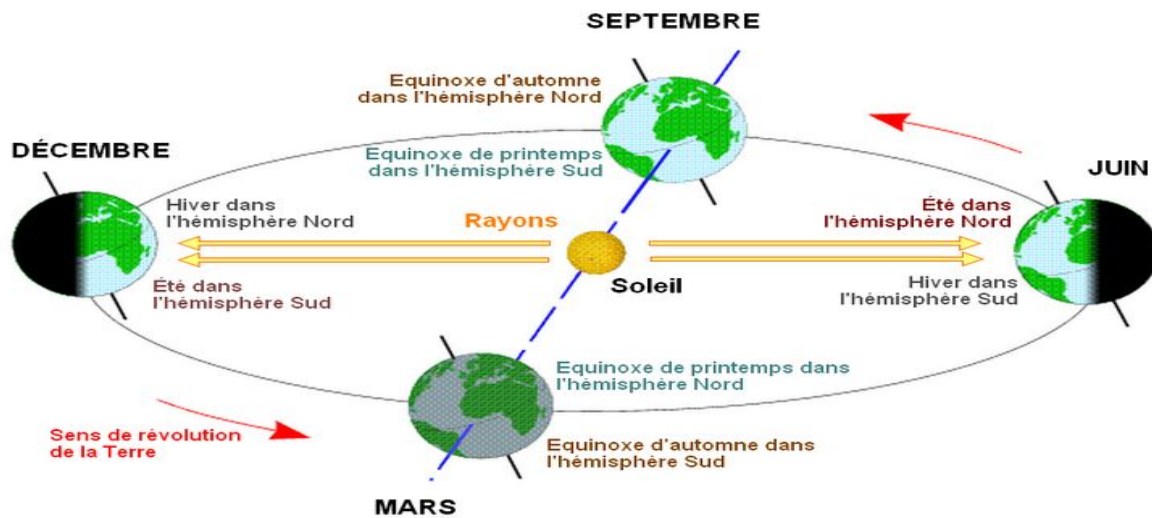


FIGURE 1.3 – Position héliocentrique de la Terre en fonction des saisons.

L'étude de la variation saisonnière des mécanismes qui contraignent la structure de l'ionosphère (ionisation, chimie du milieu, diffusion moléculaire, diffusion turbulente, ...etc), fait apparaître que les périodes d'équinoxe (équinoxe de printemps entre le 19 et le 21 mars ; équinoxe d'automne : entre le 22 et 23 septembre) sont en général les plus perturbées (Kelley, 2009).

Variations dues au cycle d'activité solaire

Un cycle solaire est une période pendant laquelle l'activité du Soleil peut varier régulièrement pendant une période moyenne de 11 ans (Lilensten et Blelly, 1999). Comme l'ionosphère est sensible à toute variation d'activité solaire (ex. variation du flux des photons EUV), elle est également variable pendant un cycle d'activité solaire. Ce dernier peut être observé par diverses méthodes, y compris (Schunk et Nagy, 2009) :

- le comptage du nombre de taches solaires (zones sombres). On observe la photosphère, convenablement filtrée ou projetée sur un écran, et on compte les taches sombres (voir par exemple la figure 1.4). L'indice d'activité "R" résultant est appelé nombre de Wolf, du nom de l'astronome suisse J. R. Wolf (1848) qui a proposé la formule empirique suivante :

$$R = K_{corr}(10G + T) \quad (1.2)$$

où T , G et K_{corr} sont respectivement le nombre total de taches, le nombre de groupes pris et le coefficient de correction, qui varie selon l'instrument utilisé pour l'observation.

- les mesures de l'émission solaire à $10,7\text{ cm}$ en fonction de l'indice décimétrique F10,7 qui est exprimé en sfu ($1\text{ sfu} = 10^{-22}\text{ W.m}^{-2}.s^{-1}$). Dans le chapitre 3 (section 3.3), nous parlerons plus en détail à l'estimation de l'intensité des photons dans la gamme EUV par l'indice F10,7.

Le cycle solaire d'une période moyenne de 11 ans est particulièrement visible sur la figure (1.5) qui montre l'évolution des indices R et F10,7 en fonction des années, entre 1930 et 1995.

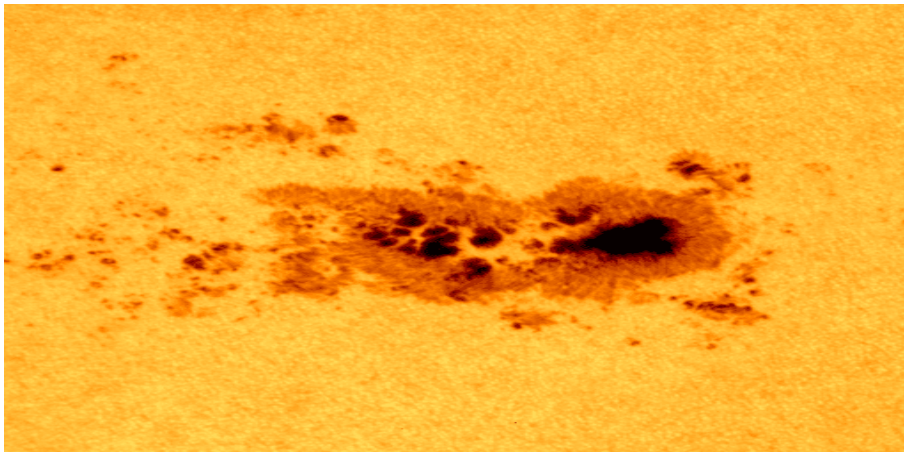


FIGURE 1.4 – Taches solaires observé par la sonde SOHO (ESA/NASA) en 2000 (https://soho.nascom.nasa.gov/hotshots/2000_09_22/).

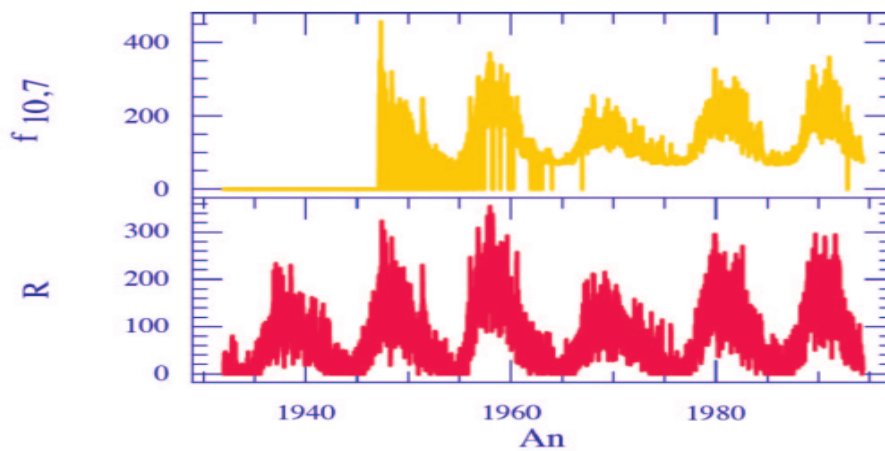


FIGURE 1.5 – Evolution des indices R et F10,7 en fonction des années (Lilensten et Blelly, 1999)

Variations latitudinales

Les variations latitudinales de l'ionosphère sont des variations spatiales dues à la latitude géographique qui permet de structurer l'ionosphère en trois régions distinctes (voir la figure 1.6) : région de basse latitude (inférieure à $20^\circ - 25^\circ$) ; région de moyenne latitude (entre $20^\circ - 25^\circ$ et $65^\circ - 70^\circ$) ; région de haute latitude (supérieure à $65^\circ - 70^\circ$) (Memarzadeh, 2009). Les variations latitudinales des entrées d'énergie solaire dans la haute atmosphère terrestre sont principalement dues à l'angle solaire zénithal et le flux de particules énergétiques d'origine magnétosphérique (Schunk et Nagy, 2009).

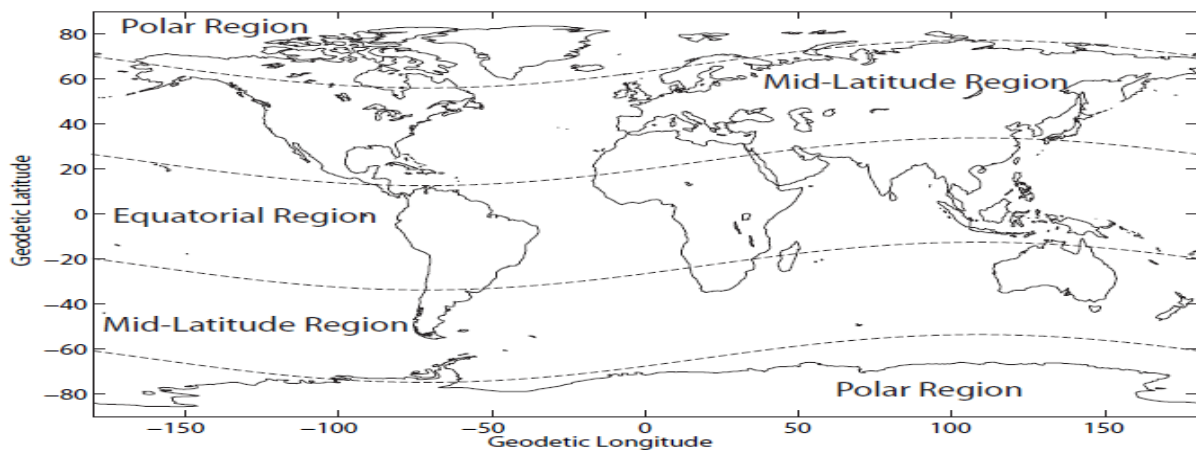


FIGURE 1.6 – Régions latitudinales de l'ionosphère (Memarzadeh, 2009).

Région des basses latitudes :

Aux basses latitudes, le champ magnétique \mathbf{B} devient horizontal en prenant une orientation approximativement nord-sud. De plus, il apparaît que le champ électrique horizontal (est-ouest) \mathbf{E} peut devenir très important (Kelley, 2009). Dans cette situation, il en résulte un transport dans la direction $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ qui joue un rôle important dans la dérive verticale du plasma de la région E vers les plus hautes altitudes. Dans la région F, sous l'influence de la gravité et du gradient de pression, le plasma résultant de la dérive $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ est diffusé le long des lignes de force du champ magnétique dans les deux hémisphères nord et sud (Schunk et Nagy, 2009).

Afin de décrire avec plus de détails la dérive verticale des ions ionosphériques, nous donnerons l'équation de transport de la quantité de mouvement de ces ions dans le chapitre 2 (section 2.3).

Région des moyennes latitudes :

L'ionosphère des moyennes latitudes est moins compliquée et la mieux comprise par rapport aux autres régions, en raison d'un certain nombre d'observations sur la répartition en altitude des constituants ionosphériques et leur structure thermique (Schunk et Nagy, 2009). L'ionisation de cette région est principalement due aux rayonnements solaires EUV, il convient cependant de remarquer que l'ionisation causée par les précipitations de particules est environ mille fois inférieure à celle des hautes latitudes (Lilensten et Blelly, 1999). Par ailleurs, nous pouvons considérer que la dynamique horizontale de l'ionosphère due au champ électrique de convection est négligeables devant les autres mécanismes du transport telle que la diffusion moléculaire (voir la section 3.1).

Région des hautes latitudes :

Aux hautes latitudes (ou régions polaires) les lignes de champ magnétique terrestre sont verticales (Hunsucker et Hargreaves, 2007). Elles connectent directement l'ionosphère à la magnétosphère et le milieu interplanétaire. Il résulte de cette connexion deux types de couplage, particulaire et électromagnétique, en particulier (Schunk et Nagy, 2009) :

- la précipitation de particules énergétiques (particules suprathermiques dont l'énergie est supérieure à l'eV) le long des lignes de champ magnétique. Ces particules sont en effet les électrons et les protons qui, a travers des collisions inélastiques, sont responsables de l'ionisation.
- la projection du champ électrique magnétosphérique dans l'ionosphère entraîne le plasma ionosphérique dans des mouvements de dérive (mouvements de convection à grande échelle).

La description mathématique de l'ionisation par impact d'électrons suprathermiques sera décrite plus en détail dans la section (2.1.2).

1.2.2 Variations irrégulières

Les perturbations de l'ionosphère sont variées, aussi bien dans leurs causes que dans leurs manifestations. Nous allons nous intéresser dans les paragraphes suivants aux détails d'un certain nombre de phénomènes d'origine solaire qui peuvent affecter irrégulièrement l'ionosphère.

Éruptions solaires (Solar flares)

Les éruptions solaires sont des événements qui ont lieu dans l'atmosphère du Soleil, qui correspondent à des explosions soudaines d'énergie causées par l'enchevêtrement, le croisement ou la réorganisation des lignes de champ magnétique près des taches solaires. Elles se caractérisent par l'émission des rayons : X ; γ et des particules chargées. En effet, l'énergie libérée lors des éruptions solaires peut dépasser largement 1000 erg en quelques dizaines de minutes (Fletcher *et al.*, 2011). Notons également que ces événements peuvent affecter le comportement du plasma dans la région D car les rayonnements X (entre 1 et 10 nm) sont les causes principales de l'ionisation des constituants neutres dans cette région (Pavlov, 2014).

Éjections de masse coronale (Coronal mass ejections)

Une éjection de masse coronale (EMC) est une bulle de plasma produite lors des fortes éruptions solaires, elle correspond à une rupture d'une boucle magnétique du champ toroïdal. Les EMCs peuvent ainsi expulser dans l'espace interplanétaire une quantité de matière solaire de l'ordre de $10^{15} - 10^{16} \text{ g}$ avec une énergie de $10^{31} - 10^{32} \text{ erg}$ (Jin *et al.*, 2017). Concernant la vitesse d'EMC, on en distingue trois principalement : faible ($\approx 100 \text{ km.s}^{-1}$), rapide ($\approx 483 \text{ km.s}^{-1}$) et plus rapide ($\approx 3000 \text{ km.s}^{-1}$) (Kumar et Pandeya, 2020). Les EMCs atteignant la Terre peuvent perturber la magnétosphère et l'ionosphère (Gosling, 1993).

Vent solaire rapide (fast solar wind)

Le vent solaire est un flux de plasmas chaud (électrons, protons et noyaux d'Hélium) émis en permanence par le Soleil. La vitesse du vent solaire mesurée par les satellites interplanétaires montre que le vent solaire a un caractère rapide lors d'une éruption solaire (avec des vitesses comprises entre 450 et 800 km.s^{-1} , ou plus) et un caractère lent dans les conditions normales d'activité solaire (avec une vitesse de l'ordre de 400 km.s^{-1}) (McComas *et al.*, 2008; Abbo *et al.*, 2016). Les variations de la vitesse du vent solaire montrent clairement une périodicité associée à la rotation du Soleil, à l'existence de trous coronaux et à la structure de la composante poléoidale du champ magnétique solaire (Schunk *et*

Nagy, 2009).

Orages géomagnétiques (Geomagnetic storm)

Un orage géomagnétique, aussi appelé tempête géomagnétique, est une période de variation rapide du champ magnétique terrestre (Schunk et Nagy, 2009). Il peut durer de quelques heures à plusieurs jours (Leonovich *et al.*, 2019). Ce phénomène est lié aux interactions entre les grandes perturbations solaires et le champ magnétique terrestre. Il convient cependant de noter que les orages magnétiques ont deux causes principales (Mishin *et al.*, 2018) :

- les éjections de masse coronale dans l'espace interplanétaire, qui génèrent des courants électriques connexes dans l'environnement spatial proche de la Terre, qui génèrent à leur tour des variations supplémentaires du champ magnétique terrestre.
- la reconnexion directe du champ magnétique solaire à celui de la Terre. Lorsqu'elle se produit, les particules chargées se déplacent le long des lignes de champ magnétique, et souvent sont des particules de haute énergie qui peuvent facilement pénétrer la magnétosphère, générer des courants et faire varier le champ magnétique terrestre.

Lors des orages magnétiques de grande ampleur, l'éjection de masse coronale peut exister à un moment où les lignes de champ magnétique de la Terre et du Soleil sont directement connectées (Leonovich *et al.*, 2019).

1.3 Techniques de mesure de l'ionosphère

En pratique, les mesures dans l'ionosphère sont basées sur la notion du contenu électronique total (Total Electron Content, TEC) qui représente le nombre d'électrons libres contenus dans un cylindre de section unitaire (1 m^2) et d'une hauteur égale au chemin (l) séparant le satellite du récepteur, qui s'écrit (Schunk et Nagy, 2009) :

$$TEC = \int_{\text{recepteur}}^{\text{satellite}} n_e dl \quad (1.3)$$

Le TEC est généralement exprimé en $TECU$ ($1 \text{ TECU} = 10^{16} \text{ électrons.m}^{-2}$). Il existe différentes techniques qui permettent de mesurer le TEC, elles sont largement développées

avec des moyens instrumentaux tant au sol que dans l'espace, à savoir les ionosondes, les radars et les récepteurs GPS.

1.3.1 Ionosondes

La propagation des ondes électromagnétiques dans l'ionosphère est proportionnelle à l'indice de réfraction de ce milieu "n", lui-même lié à la densité électronique via l'équation d'Appleton-Hartree (Schunk et Nagy, 2009) :

$$n = 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \quad (1.4)$$

où ω est la pulsation de l'onde considérée; $\omega_c = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e} = 2\pi f_c$ est la pulsation critique (ou de plasma); e et m_e représentent respectivement la charge et la masse d'un électron; ϵ_0 est la permittivité du vide. Le sens physique de fréquence critique f_c est le suivant (Lilensten et Blelly, 1999) : si $f \leq f_c$ l'onde est réfléchiée par la couche ionosphérique considérée; si $f > f_c$ l'onde traverse cette couche. En particulier, les maxima de densité électronique des couches E, F1 et F2 sont caractérisés par des fréquence critiques appelées f_0E , f_0F1 et f_0F2 (voir figure 1.7).

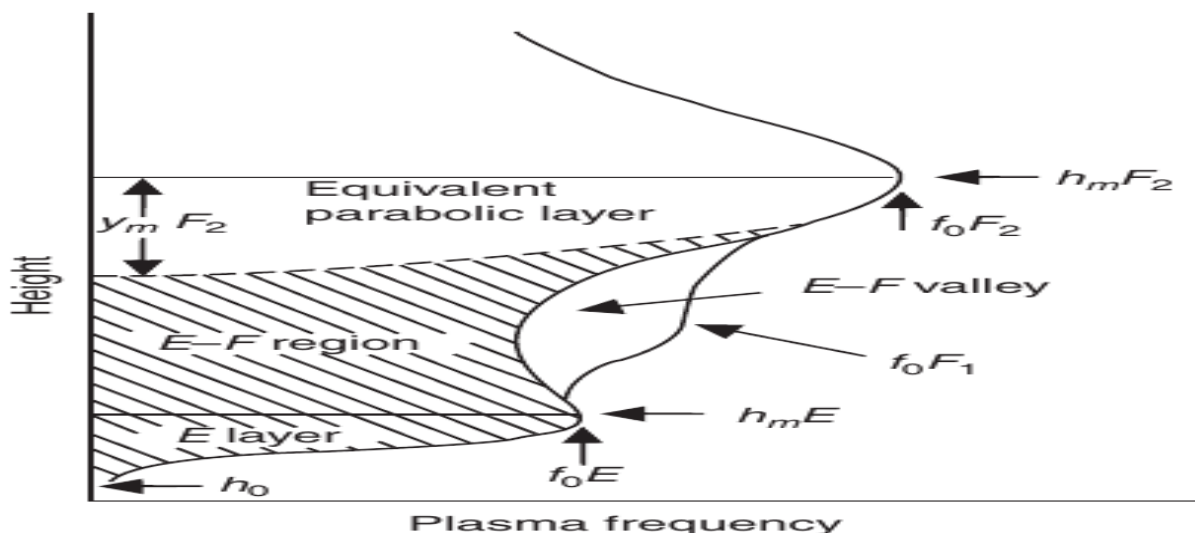


FIGURE 1.7 – Fréquence critiques des maxima de densité électronique des couches E, F1 et F2 pour une ionosphère diurne (Schunk et Nagy, 2009).

Lorsqu'une onde électromagnétique dans la gamme du Mhz traverse l'ionosphère, sa propagation est affectée par le phénomène de réflexion (Schunk et Nagy, 2009). Ce phé-

nomène est la base physique de la technique de sondage ionosphérique qui permet de déterminer la densité électronique par des instruments appelés ionosondes.

1.3.2 Radars

La mesure de la densité électronique par les radars géophysiques (appelés aussi radars à diffusion incohérente ou diffusion Thomson) est basée sur la transmission des ondes électromagnétique le long d'une ligne visée, c'est à dire sur une colonne de l'ionosphère (Lilensten et Blelly, 1999). Pour assurer la transmission de ces ondes dans toute l'ionosphère, elles sont envoyées avec des fréquences plus hautes que la fréquence critique de la couche F2 (Kelley, 2009). Lors de son passage, elle excite des électrons libres (et des ions, mais ceux ci sont très massifs), qui se mettent à osciller, en produisant ainsi un signal autour de la fréquence reçue (rayonnement secondaire). L'intensité du rayonnement secondaire mesurée sur Terre (par une antenne), est proportionnelle au nombre d'électrons libres (TEC) dans le milieu car la diffusion de ce rayonnement est due à l'inhomogénéité de l'ionosphère, où la distribution des électrons étant aléatoire (Lilensten et Blelly, 1999). Cette diffusion est appelée diffusion incohérente.

1.3.3 GPS

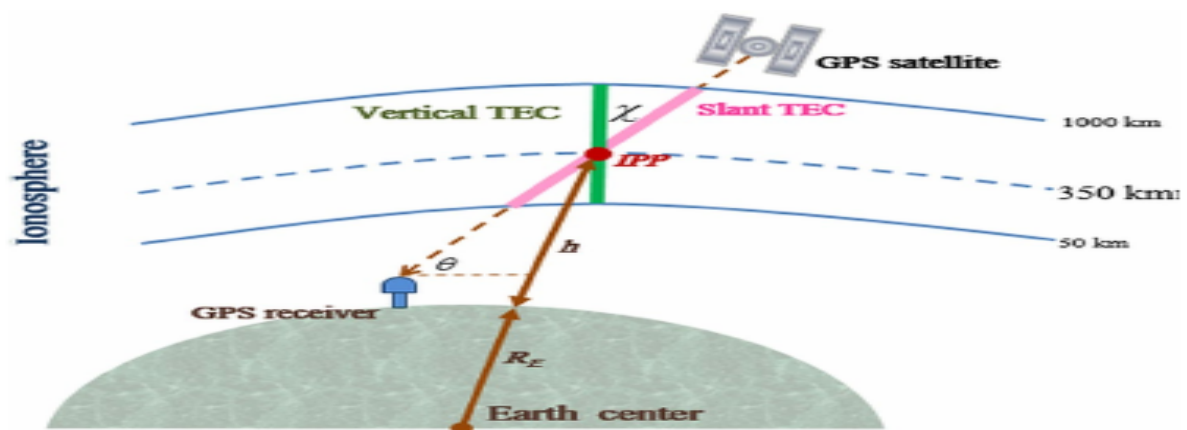


FIGURE 1.8 – Technique de mesure de TEC par les récepteurs GPS (Silwal *et al.*, 2021)

Le GPS (Global Positioning System) est un système de navigation par satellite (Global Navigation Satellite Systems, GNSS) exploité par les États-Unis, il est devenu un outil

puissant pour les mesures qui concernent l'ionosphère terrestre et en particulier pour le TEC (Silwal *et al.*, 2021). Dans la pratique, les satellites GPS actuels émettent sur deux fréquences, notées L1 (1575, 42 *Mhz*) et L2 (1227, 60 *Mhz*), les signaux de ces fréquences (de l'ordre du *Ghz*) peuvent se propager dans l'ionosphère. Dans ce cas, la différence de temps d'arrivée (Δt) entre ces deux signaux est due à la traversée de l'ionosphère et elle est directement proportionnelle au TEC (Bagiya *et al.*, 2009). C'est donc la proportionnalité entre le retard de phase et le TEC qui permet sa mesure grâce aux ondes radios émises par les récepteurs GPS bi-fréquences (voir figure 1.8).

1.3.4 limitations instrumentales

Ces méthodes expérimentales possèdent évidemment des limitations propres. En particulier, toutes les mesures faites par ces instrumentaux concernent des moyennes. Cependant, il peut exister localement des irrégularités de densité électronique de petites échelles, qui peuvent influencer les mesures, par exemple les signaux GNSS peuvent être gravement perturbés par les irrégularités de densité électronique (Coster *et al.*, 2017). Aussi, on va aborder le problème de la propagation des signaux suivant une approche de l'optique géométrique, où les longueurs d'onde sont considérées très petites devant les échelles caractéristiques du milieu. Toutefois, lorsque des irrégularités présentes dans le milieu ont des tailles caractéristiques proches des longueurs d'onde, une interaction entre l'onde électromagnétique et le milieu va provoquer une diffraction (ex. diffraction de Bragg) (Hunsucker et Hargreaves, 2007). Enfin, la calibration des instruments optiques utilisés dans la mesure, est d'une extrême difficulté (Lilensten et Blelly, 1999).

1.4 Modèles ionosphériques

La modélisation est l'un des outils importants pour étudier des systèmes complexes comme l'ionosphère. Elle consiste à construire un modèle d'un système réel et à conduire des expériences sur ce modèle afin de comprendre le comportement de ce système et améliorer les performances.

La modélisation de l'ionosphère consiste à représenter les variations spatiales et temporelles des paramètres ionosphériques, comme par exemple la densité et la température

des espèces chargées (électrons et ions) (Huba *et al.*, 2000; Bilitza *et al.*, 2017). Ces paramètres dépendant a priori de l'altitude, la latitude, l'heure locale, la saison et le cycle solaire (Schunk et Nagy, 2009). Il existe différents types de modèles : empiriques, semi-empiriques et théoriques.

1.4.1 Modèles empiriques et semi-empiriques

Les modèles empiriques (ou statistiques) sont des modèles fondés sur l'exploitation des données expérimentales, où ces données sont issues des échantillons d'observations en fonction du temps et de l'espace.

Les modèles semi-empiriques (ou hybrides) se composent : d'une part, de données expérimentales qui sont considérées comme des paramètres d'entrées et d'autre part, de l'ensemble des relations mathématiques qui relient ces paramètres d'entrées.

Un modèles empirique (ou semi-empirique) possède un certains nombre de limitations, en particulier en ce qui concerne l'ionosphère terrestre :

- une limitation vient des échelles de temps mises en jeu, où il ne tient pas compte de la durée courte (quelques minutes) des perturbations ionosphériques.
- une autre limitation importante vient des limitations instrumentales comme expliqué au paragraphe 1.3.4.

Plusieurs modèles ionosphériques empiriques ont été développés ces dernières années comme par exemple NeQuick et IRI (International Reference Ionosphere) (Aragón Ángel *et al.*, 2005; Bilitza *et al.*, 2017), ils permettent d'estimer un profil moyen vertical de densité électronique pour une localisation géographique à une heure donnée et une date précise (Pour plus de détails sur le modèle IRI, voir la section 3.2). Cependant, malgré l'existence des modèles empiriques (ou semi-empirique), très peu d'informations sont disponibles concernant la composition de l'ionosphère, il est nécessaire de faire appel à la modélisation théorique.

1.4.2 Modèles théoriques

Les modèles ionosphériques théoriques sont basés sur la théorie fluide des moments de l'équation de Boltzmann. Pour une approche à trois moments, ils correspondent à l'équa-

tion de continuité (ou de conservation de la charge), l'équation de transport de la quantité de mouvement (ou impulsion) et l'équation de transfert de l'énergie. On caractérise alors l'ionosphère par des paramètres correspondant à des moyennes sur l'espace des vitesses : la densité, la vitesse moyenne d'écoulement, l'énergie thermique, etc. De nombreux modèles théoriques ont été proposés pour expliquer et prédire la composition de l'ionosphère telles que TRANSCAR (Lilensten et Blelly, 2002) et SAMI3 (Huba *et al.*, 2017).

L'utilisation de l'approche théorique dans la modélisation de l'ionosphère présente plusieurs avantages : elle ne nécessite pas de connaître a priori tous les paramètres expérimentaux du milieu ; elle permet de prendre en compte de manière satisfaisante les changements rapides d'activité solaire (qui vont de la minute à plusieurs heures) ; elle n'est pas limitée par les résolutions spatiales et temporelles ; enfin, cette approche comporte deux volets : climatologie et prévision.

1.5 État de l'art du problème posé

La haute atmosphère n'est pas composée de deux parties indépendantes, l'une neutre : la thermosphère et l'autre ionisée : l'ionosphère ; il existe entre ces deux parties des couplages de divers ordres. Leur comportement résulte de l'interaction complexes entre des mécanismes locaux : photoabsorption ; impact électronique ; impact des micrométéoroïdes ; chimie aéronomique et des mécanismes du transport : diffusion moléculaire ; diffusion turbulente. La résolution simultanée des équations qui décrivent l'ensemble de ces mécanismes ne peut être envisagée dans toute sa généralité, même avec les ordinateurs actuels les plus puissants. Afin de lever ce problème, on introduit des hypothèses choisies en tenant compte des problèmes que l'on souhaite contourner. Pour déterminer la distribution des ions principaux : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ et des constituants minoritaires : $N(^2D, ^4S)$; $NO(1 \leq v \leq 7)$; $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$; Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$ dans la région mésosphère-thermosphère, entre 70 et 200 km, on considère des modèles simplifiés où n'intervient que la dimension verticale. On constate alors que les hypothèses faites n'affectent pas la structure verticale des espèces considérées.

Modélisation des processus ionosphériques

La photoabsorption est le processus dominant de production des ions et des espèces excitées dans la haute atmosphère, en particulier aux basses latitudes (i.e. proche de l'équateur) et moyennes latitudes (Lilensten et Blelly, 1999). Notons cependant que d'autres processus interviennent, et peuvent avoir un impact non-négligeable sur la densité des ions, l'impact de particules énergétiques (électrons essentiellement) en particulier, via le mécanisme d'émission aux hautes latitudes, joue un rôle fondamental dans les aurores polaires (Schunk et Nagy, 2009).

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle mathématique des ions principaux dans la haute atmosphère. Les équations qui gouvernent ce modèle comprennent l'équation de transfert radiatif (ETR) des électrons suprathermiques, l'équation de continuité et de quantité du mouvement.

2.1 Mécanismes d'ionisation

Les principales sources d'ionisation dans la haute atmosphère sont les photons EUV, les électrons ainsi créés par photoionisation (photoélectrons primaires) et les électrons énergétiques qui précipitent dans l'atmosphère (surtout en régions polaires) :

- photoionisation : ionisation simple et non dissociative, $h\nu + M \longrightarrow e^- + M^+$.
- ionisation par impact électronique : ionisation simple et non dissociative, $e^- + M \longrightarrow 2e^- + M^+$.

où M représente l'espèce neutre (atome ou molécule) de l'atmosphère et $h\nu$ est l'énergie associée au photon de fréquence ν .

2.1.1 Photoionisation de l'atmosphère neutre

Atténuation des photons solaires EUV dans l'atmosphère

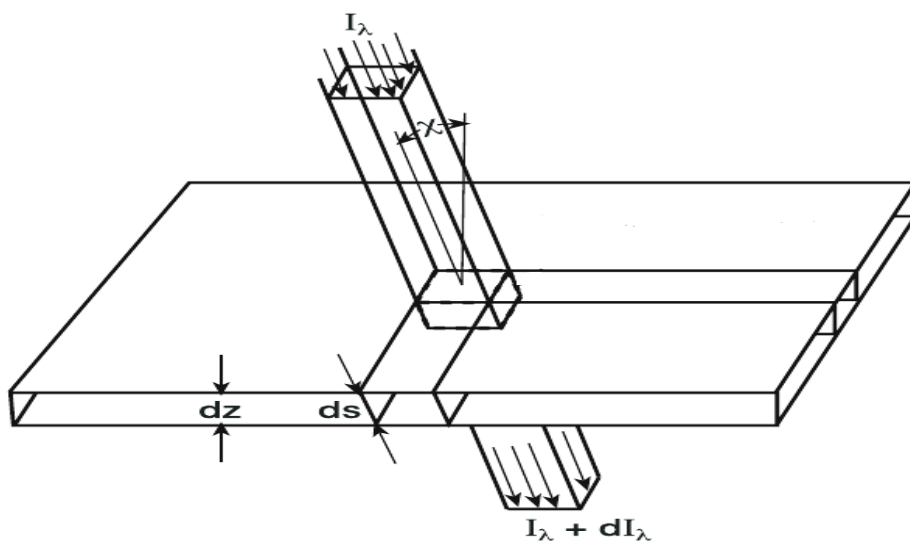


FIGURE 2.1 – Absorption des photons solaires d'intensité I_λ à $M(s)$ de l'atmosphère terrestre.

Lorsque les photons solaires EUV pénètrent dans l'atmosphère, ils entrent en collision avec les molécules atmosphériques où ils sont progressivement absorbés. La probabilité d'absorption des photons solaires est intimement liée à la nature de la molécule et la longueur d'onde λ du photon entrant, ainsi, une section efficace d'absorption $\sigma_a(\lambda)$ (exprimée en cm^2) peut être définie pour chaque espèce atmosphérique. L'absorption (ou atténuation) des photons solaires est décrite par la loi de Beer-Lambert (López-Puertas et Taylor, 2001). Si on note ds le trajet élémentaire d'un photon absorbé, autour du point $M(s)$, l'intensité élémentaire $dI_\lambda(s)$ traversant une couche infinitésimale ds est donnée par (López-Puertas et Taylor, 2001) :

$$dI_\lambda(s) = -k_a(\lambda, s)I_\lambda(s)ds \quad (2.1)$$

où $I_\lambda(s)$ représente l'intensité des photons de longueur d'onde λ qui arrivants au point $M(s)$ (voir figure 2.1) et k_a est le coefficient d'absorption (exprimé en cm^{-1}). Ce coefficient est proportionnel à la densité N (exprimée en cm^{-3}) de l'espèce absorbante et la section efficace d'absorption σ_a , on écrit :

$$k_a(\lambda, s) = \sigma_a(\lambda)N(s) \quad (2.2)$$

On peut donc intégrer la relation (2.1) qui donne :

$$I_\lambda(s) = I_{0,\lambda} \exp\left(-\int_s \sigma_a(\lambda)N(s')ds'\right) \quad (2.3)$$

où $I_{0,\lambda}$ est l'intensité des photons (exprimée en $cm^{-2}.s^{-1}.nm^{-1}$) à $s = 0$, au sommet de l'atmosphère. L'épaisseur optique (ou la profondeur optique) le long de la trajectoire (s) est définie comme suit (López-Puertas et Taylor, 2001) :

$$\tau_\lambda(s) = \int_s \sigma_a(\lambda)N(s')ds' \quad (2.4)$$

Dans la haute atmosphère, l'épaisseur optique τ_λ peut être calculé comme suit (Brasseur et Solomon, 2005) :

$$\tau_\lambda = Hch(X, \chi) \sum_j \sigma_a^j(\lambda)N_j \quad (2.5)$$

où σ_a^j est la section efficace d'absorption de l'espèce neutre j , la figure (2.2) donne les sections efficaces d'absorption des photons solaires EUV par les constituants majoritaires de l'atmosphère (N_2 , O_2 et O) ; ch est la fonction de Chapman ; χ est l'angle solaire zénithal. La hauteur d'échelle équivalente de l'atmosphère H et le paramètre adimensionnel X sont donnés par :

$$H = K_B T_n \sum_j N_j \left(g \sum_j m_j N_j \right)^{-1} \quad (2.6)$$

$$X = (R_E + z)H^{-1} \quad (2.7)$$

où K_B est la constante de Boltzmann, T_n est la température des neutres, g est l'accélération gravitationnelle, m_j est la masse d'espèce neutre j , z est l'altitude et R_E est le rayon moyen de la Terre. Il existe plusieurs approximations de la fonction de Chapman :

Smith III et Smith (1972); Titheridge (1988); Huestis (2001). En se plaçant dans l'approximation de Smith III et Smith (1972), on peut calculer la fonction "ch" comme suit, si $\chi \leq 90^\circ$:

$$ch(X, \chi) = (0,5\pi X)^{0,5} f(Y) \quad (2.8)$$

où les variables incluses dans l'expression (2.8) sont définies comme suit :

$$Y = |\cos \chi| (0,5X)^{0,5} \quad (2.9)$$

$$f(Y) = \exp(Y^2) \operatorname{erfc}(Y) \quad (2.10)$$

$$\operatorname{erfc}(Y) = 1 - 2\pi^{-0,5} \int_0^Y \exp(-t^2) dt \quad (2.11)$$

Si l'angle solaire zénithal est supérieur à 90° , alors (Smith III et Smith, 1972) :

$$ch(X, \chi) = (2\pi X)^{0,5} \left\{ (\sin \chi)^{0,5} \exp[X(1 - \sin \chi)] - 0,5f(Y) \right\} \quad (2.12)$$

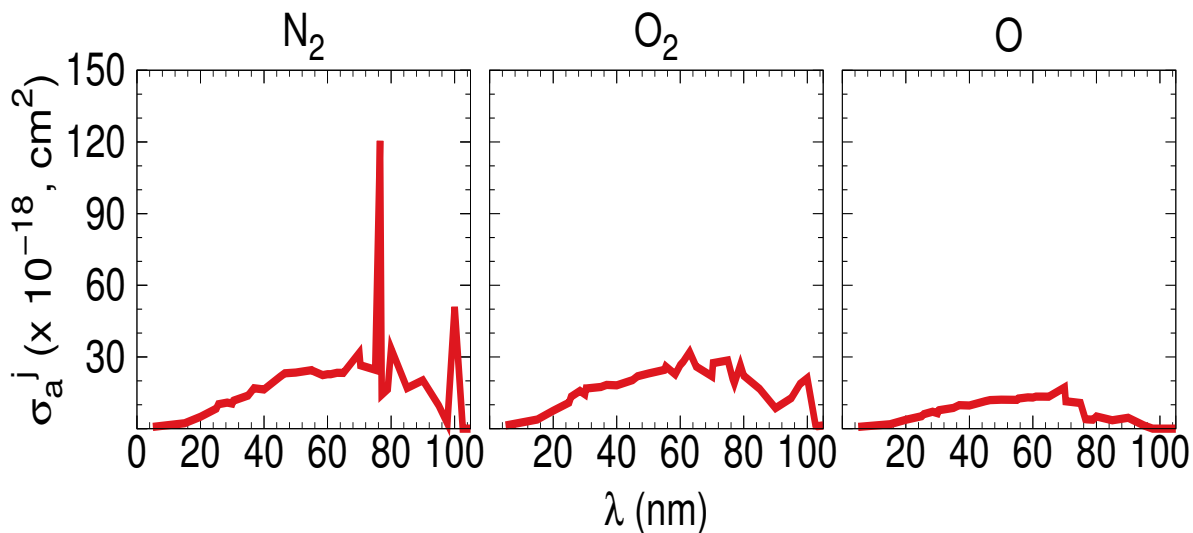


FIGURE 2.2 – Sections efficaces d'absorption des photons solaires EUV par les constituants majoritaires de l'atmosphère : N_2 , O_2 et O (Richards *et al.*, 1994) .

Photoproduction (production primaire)

L'expression de la photoproduction totale (production des photoélectrons) dépendante a priori de l'altitude, de l'angle solaire zénithal et de l'énergie, peut être écrite sous la

forme (Schunk et Nagy, 2009) :

$$P_{ph}^e(z, \chi, E) = \sum_i \sum_j N_j(z) \int_0^{\lambda_{j,i}} \sigma_{ph,i}^j(\lambda) I_\lambda(z, \chi) p_j(\lambda, E_i) d\lambda \quad (2.13)$$

où $\sigma_{ph,i}^j$ est la section efficace totale d'ionisation i de l'espèce neutre j par les photons solaires EUV, dan les figures (2.3, 2.4 et 2.5), nous avons donné l'exemple d'une telle photoionisation possible i (section efficace) pour les constituants majoritaires de l'atmosphère : N_2 , O_2 et O ; $p_j(\lambda, E_i)$ est le rapport de branchement pour un état ionique d'énergie E_i , étant donné que, pour chaque ion, plusieurs états excités sont possibles ; $E = E_\lambda - E_i$; E_λ est l'énergie d'un photon de longueur d'onde λ ; $\lambda_{j,i}$ est le seuil d'ionisation i de l'espèce neutre j . Le taux de production d'un ion i à partir de la photoionisation de l'espèce neutre j , s'écrit (Schunk et Nagy, 2009) :

$$P_{ph,i}^j(z, \chi) = N_j(z) \int_0^{\lambda_{j,i}} \sigma_{ph,i}^j(\lambda) I_\lambda(z, \chi) d\lambda \quad (2.14)$$

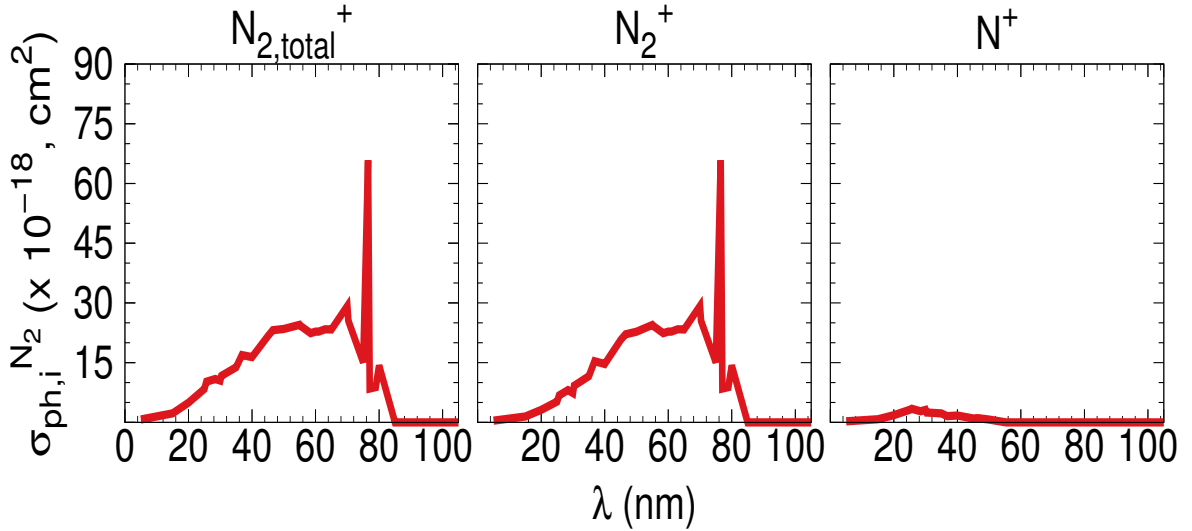


FIGURE 2.3 – Les sections efficaces de la photoionisation de N_2 pour : l'ionisation totale ; l'ionisation non dissociative $h\nu + N_2 \rightarrow N_2^+ + e^-$; l'ionisation dissociative $h\nu + N_2 \rightarrow N + N^+ + e^-$ (Richards *et al.*, 1994).

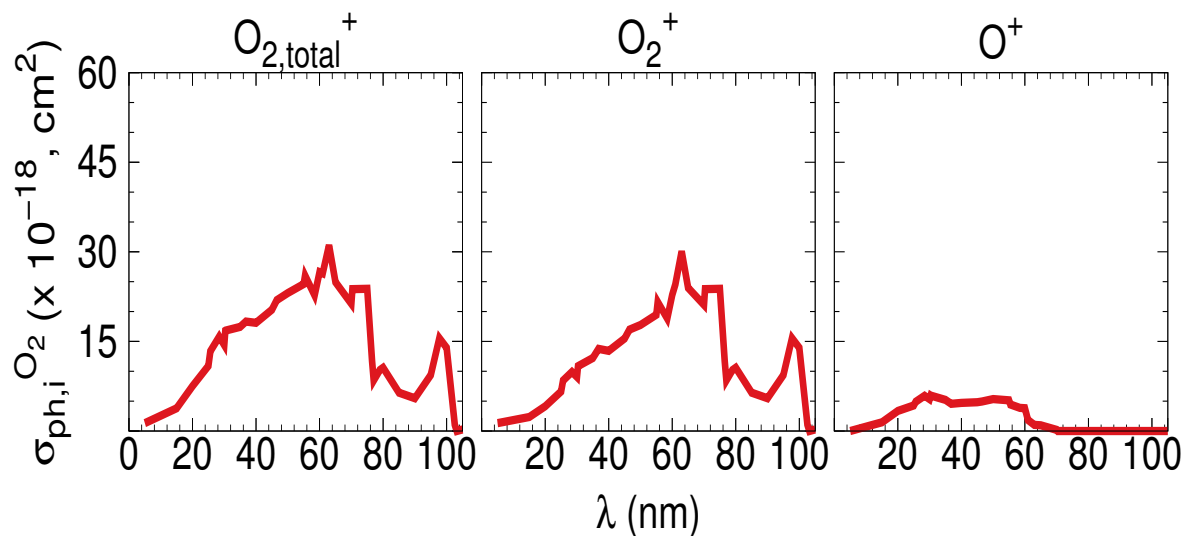


FIGURE 2.4 – Les sections efficaces de la photoionisation de O_2 pour : l’ionisation totale ; l’ionisation non dissociative $h\nu + O_2 \rightarrow O_2^+ + e^-$; l’ionisation dissociative $h\nu + O_2 \rightarrow O + O^+ + e^-$ (Richards *et al.*, 1994).

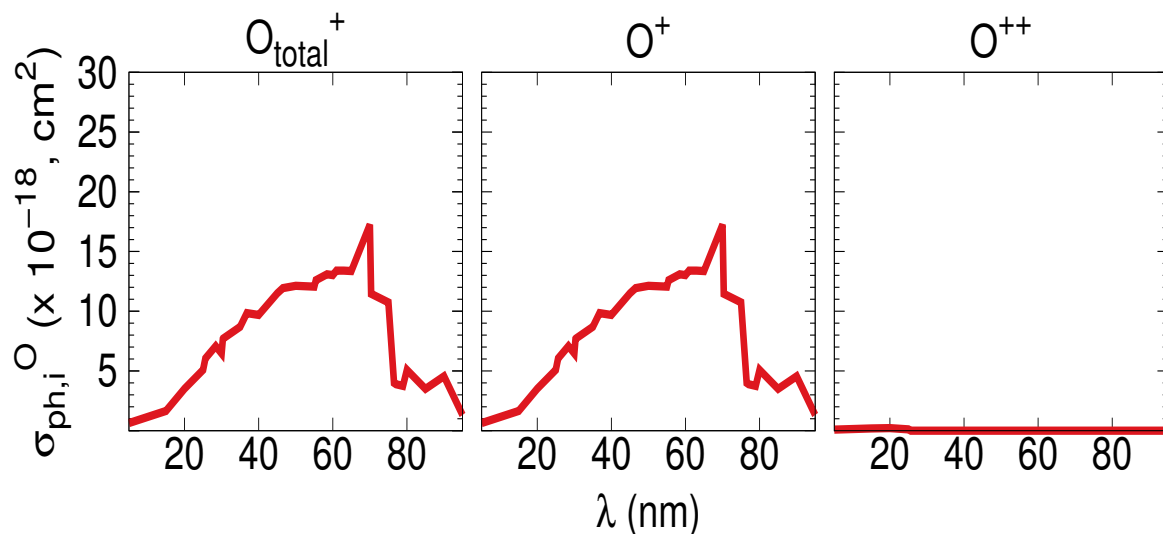


FIGURE 2.5 – Les sections efficaces de la photoionisation de O pour : l’ionisation totale ; l’ionisation simple $h\nu + O \rightarrow O^+ + e^-$; la double ionisation $h\nu + O \rightarrow O^{++} + 2e^-$ (Richards *et al.*, 1994).

2.1.2 Ionisation par impact électronique (ionisation secondaire)

Équation de Boltzmann

Les électrons de haute énergie : photoélectrons et électrons précipités, dits suprathermiques, peuvent dégrader leur énergie, en entrant en collisions (collisions conduisent : à

l'excitation ; à l'ionisation ; au chauffage) avec les particules (neutres, ions et électrons ambiants) présentes dans le milieu. La grandeur centrale utilisée pour décrire la cinétique des électrons suprathermiques est la fonction de distribution, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, qui correspond à la densité dans l'espace des phases à 6 dimensions (espace des positions \mathbf{r} et des vitesses \mathbf{v}). Il est bien connu que $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est définie sur cet espace telle que la quantité $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ représente le nombre probable des électrons trouvés à l'instant t dans l'élément de volume $d\mathbf{r}$ et qui ont la vitesse comprise entre \mathbf{v} et $\mathbf{v} + d\mathbf{v}$, où \mathbf{r} et \mathbf{v} sont des variables indépendantes (coordonnées dans l'espace des phases). L'équation de Boltzmann représente une équation de conservation de la fonction f dans l'espace des phases, elle s'écrit (Garzó et Santos, 2003) :

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r (f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) + \nabla_v \left(\frac{\mathbf{F}}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} + S_{ext} \quad (2.15)$$

où \mathbf{F} est la somme vectorielle de toutes les forces (conservatives et non conservatives) agissant sur les électrons suprathermiques ; m est la masse d'électron ; $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}$ est un opérateur agissant sur la fonction de distribution f que l'on appelle opérateur de collision ; S_{ext} représente les sources externes telle que la production des photoélectrons. L'équation de Boltzmann permet de (Garzó et Santos, 2003) :

- décrire les interactions entre les particules d'un gaz dilué.
- modéliser les interactions comme des collisions binaires entre sphères dures ayant une interaction de courte portée.
- rendre compte du caractère discret des pertes d'énergie lors de chaque collision.

Dans l'annexe (A), nous détaillons les étapes de l'établissement de l'équation de Boltzmann.

Équation de transfert radiatif (ETR) des électrons suprathermiques

La fonction de distribution f fournit toutes les informations microscopiques sur le transport cinétique des électrons dans l'ionosphère, mais elle n'est pas mesurable. En outre, l'équation (2.15) peut se transformer en équation de transfert radiatif (ETR), qui représente une équation du flux (ou d'intensité) des électrons suprathermiques, ϕ [$cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.eV^{-1}$], avec : $f = (m\phi)/v^2$ (Stamnes et Rees, 1983). La résolution directe

de cette équation est souvent complexe et difficile, il est courant d'émettre plusieurs hypothèses simplificatrices, justifiées et vérifiées expérimentalement (Lilensten et Blelly, 2002).

On considère les hypothèses simplificatrices suivantes (Stamnes et Rees, 1983) :

- d'abord, en faisant l'hypothèse de stationnarité ($\frac{\partial}{\partial t} \sim 0$), en supposant que l'ionosphère reste inchangée pour une durée proche au temps moyen entre deux collisions (électrons-neutres ; électrons-ions ; électrons-électrons), car ce dernier (qui est de l'ordre de la seconde) est très inférieur au temps caractéristique d'évolution de l'ionosphère (qui est de l'ordre de l'heure).
- champ électrique \mathbf{E} induit par la polarisation du plasma, peut être négligé dans le développement de l'équation (2.15) car il est faible (de l'ordre de quelques dizaines de mV/m à moyennes et hautes latitudes).
- l'approximation des pertes continues (ou ralentissements continus) qui permet d'écrire la force \mathbf{F} sous la forme : $\mathbf{F} = m\dot{\mathbf{v}} = -n_e L(E) \frac{\mathbf{v}}{v}$, où $v = \|\mathbf{v}\|$ et $L(E)$ est une fonction décrivant la perte d'énergie cinétique E par friction avec les électrons ambiants (ou thermiques) de densité n_e .
- le transport électronique est le long des lignes du champ magnétique terrestre \mathbf{B} car le rayon de giration (ou rayon de Larmor) des électrons est très faible. On peut également prendre pour l'axe (oz) l'axe parallèle à \mathbf{B} .
- enfin en supposant que les lignes du champ \mathbf{B} sont symétriques par rapport au plan équatorial magnétique (symétrie azimutale), avec cette remarque, la vitesse \mathbf{v} se réduit à deux variables : l'énergie cinétique E et l'angle d'attaque de l'électron par rapport à \mathbf{B} , θ .

Par conséquent, le nombre de variables de ϕ se réduit à 3 ($z, E, \mu = \cos\theta$) (voir Annexe C) et l'équation (2.15) s'écrit alors sous la forme macroscopique (ETR) suivante (Lilensten et Blelly, 2002) :

$$\mu \frac{\partial}{\partial \tau} \phi(\tau, E, \theta) = \frac{n_e}{\sum_j N_j \sigma_{imp}^j(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \phi(\tau, E, \theta)) + \frac{source}{\sum_j N_j \sigma_{imp}^j(E)} - \phi(\tau, E, \theta) \quad (2.16)$$

avec σ_{imp}^j est la section efficace totale (élastique et inélastique) de collision électrons-neutres pour les espèces neutres j ($O; O_2; N_2; NO; H; He$) et τ est la profondeur de colli-

sion ($d\tau = \sum_j N_j \sigma_{imp}^j dz$). Le terme "source" se divise en deux parties :

- une source directe, issue du flux des électrons précipités au sommet de l'atmosphère et la production des photoélectrons.
- une source indirecte, issue de la dégradation d'énergie des électrons suprathermiques par collisions électrons-neutres (élastiques et inélastiques).

Production par impact électronique (production secondaire)

Le taux de production totale par impact électronique est égale à la somme de toutes les productions ioniques individuelles, il s'écrit (Schunk et Nagy, 2009) :

$$P_{imp,i}(z) = 2\pi \sum_j N_j(z) \int_{-1}^{+1} d\mu \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \sigma_{imp,i}^j(E) \phi(\tau, E, \mu) \quad (2.17)$$

où $\sigma_{imp,i}^j$ est la section efficace totale de la production de l'espèce ionique i par impact électronique sur l'espèce neutre j . Les figures (2.6, 2.7 et 2.8) présentent l'évolution des sections efficaces $\sigma_{imp,i}^j$ en fonction de l'énergie, pour les espèces neutres majoritaires (N_2 ; O_2 ; O).

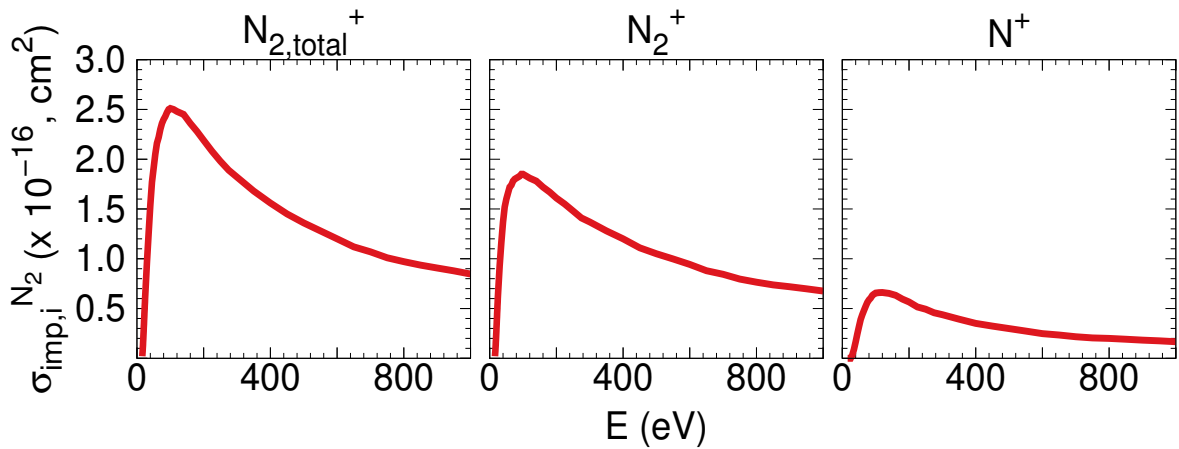


FIGURE 2.6 – Les section efficaces d'ionisation par impact électronique sur N_2 pour : l'ionisation totale; l'ionisation non dissociative $e^- + N_2 \longrightarrow N_2^+ + 2e^-$; l'ionisation dissociative $e^- + N_2 \longrightarrow N + N^+ + 2e^-$ (Itikawa, 2006).

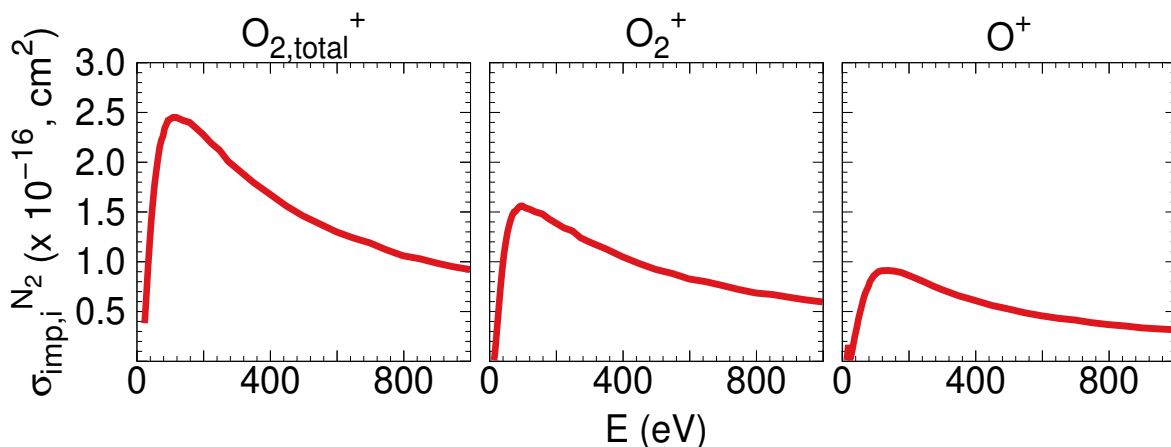


FIGURE 2.7 – Les section efficaces d’ionisation par impact électronique sur O_2 pour : l’ionisation totale; l’ionisation non dissociative $e^- + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2e^-$; l’ionisation dissociative $e^- + O_2 \rightarrow O + O^+ + 2e^-$ (Itikawa, 2009).

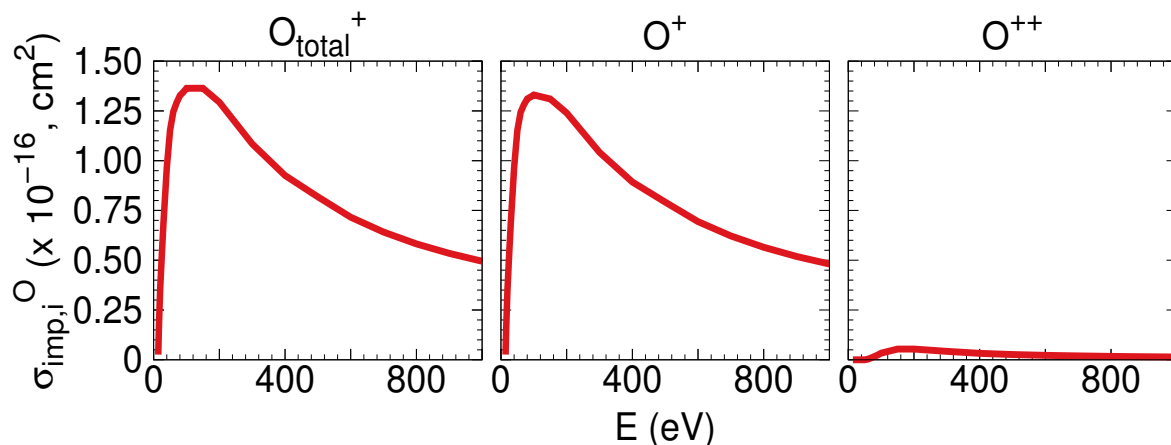


FIGURE 2.8 – Les section efficaces d’ionisation par impact électronique sur O pour : l’ionisation totale; l’ionisation simple $e^- + O \rightarrow O^+ + 2e^-$; la double ionisation $e^- + O \rightarrow O^{++} + 3e^-$ (Laher et Gilmore, 1990).

2.2 Réactions chimiques dans l’ionosphère

Les réactions chimiques peuvent à leur tour contribuer à la production des ions soit par un transfert simple d’un électron périphérique, par exemple (Schunk et Nagy, 2009) :



soit par un transfert d'une structure atomique complète, comme (Schunk et Nagy, 2009) :



Aussi, la distribution des ions avec l'altitude est affectée par les réactions chimiques de perte telles que les réactions de recombinaison intervenant dans l'ionosphère terrestre : ex. réaction de recombinaison dissociative $NO^+ + e^- \longrightarrow N + O$ (Schunk et Nagy, 2009). Dans cette section, nous verrons la formulation mathématique des taux de production et de perte des ions dues à des réactions chimiques bimoléculaires qui sont les plus fréquentes dans l'ionosphère terrestre (Pavlov, 2012).

2.2.1 Taux de production chimique

Le taux de production chimique totale d'une espèce ionique i s'obtient en sommant les taux des réactions individuelles dans lesquelles cette espèce est impliquée, il s'écrit (Brasseur et Solomon, 2005) :

$$P_{ch}^i(z) = \sum_j \sum_l R_{j,l}^i k_{j,l}(z) N_j(z) N_l(z) \quad (2.21)$$

où $k_{j,l}$ [$cm^3.s^{-1}$] est la constante de réaction chimique entre les espèces j et l , conduisant à la création de l'ion i et $R_{j,l}^i$ est le rapport de branchement correspondant à cette voie réactionnelle.

2.2.2 Taux de perte chimique

Le taux de perte chimique L_i [s^{-1}] représente la fréquence de destruction de l'ion i par les réactions dans lesquelles il est impliqué, et par conséquent son inverse caractérise la durée de vie de l'ion i vis à vis de ces réactions. L_i peut se définir comme suit (Brasseur et Solomon, 2005) :

$$L_i(z) N_i(z) = \left(\sum_j k_{j,i}(z) N_j(z) \right) N_i(z) \quad (2.22)$$

où $k_{j,i}$ est la constante de réaction chimique entre l'espèce j et l'ion i .

2.3 Équations macroscopiques du transport (modèle fluide)

Les paramètres macroscopiques des espèces chargées j (ions positifs) dans l'ionosphère terrestre telles que la densité n_j^+ et la vitesse \mathbf{v}_j sont obtenus par la résolution des deux premiers moments de l'équation de Boltzmann : l'équation de continuité et l'équation de transport de quantité de mouvement. La procédure de base pour dériver ces équations macroscopiques (ou fluides), consiste à multiplier l'équation de Boltzmann par les puissances du vecteur vitesse ($\mathbf{v}_j^0 = 1$ et $m_j \mathbf{v}_j$) puis d'intégrer le résultat sur tout l'espace des vitesses (Schunk et Nagy, 2009), pour plus de détail, voir l'annexe (B). Les équations fluides obtenues sont couplées d'une façon auto-cohérente avec le modèle cinétique que nous avons déjà décrit dans la section (2.1). Notons que dans ce travail, le plasma ionosphérique est considéré comme quasi-neutre et que la densité électronique est supposée égale à la somme des densités ioniques (Bailey *et al.*, 2002) : $n_e(z) = \sum_j n_j^+(z)$.

2.3.1 Équation de continuité

L'équation de continuité représente le premier moment de l'équation de Boltzmann (ou moment d'ordre 0), elle traduit le principe de conservation de la matière (conservation de la masse et la charge) dans un volume de contrôle. Pour chaque ion j , on peut écrire (Huba *et al.*, 2017) :

$$\frac{\partial n_j^+}{\partial t} + \nabla_{r\cdot}(n_j^+ \mathbf{v}_j) = P_T^j - L_j n_j^+ \quad (2.23)$$

où P_T^j , L_j et \mathbf{v}_j sont respectivement le taux de production totale, le taux de perte et la vitesse de l'ion j . Nous considérerons ici que la production totale est égale à la somme des différentes productions ioniques : la photoproduction, la production par impact électronique et la production chimique des réactions de transfert de charge. La perte de l'ion j se produit par des réactions chimiques telles que les réactions de transfert de charge et de recombinaison.

Si le transport des ions j est radial, l'équation (2.23) le long de l'axe radial s'écrit alors :

$$\frac{\partial n_j^+}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \Phi_{r,j})}{\partial r} = P_T^j - L_j n_j^+ \quad (2.24)$$

avec $\Phi_{r,j} = n_j^+ v_j$ est le flux radial des ion j . Dans le cas où le transport est négligeable devant les phénomènes locaux, nous écrivons (Schunk et Nagy, 2009) :

$$\frac{\partial n_j^+}{\partial t} = P_T^j - L_j n_j^+ \quad (2.25)$$

2.3.2 Équation de transport de la quantité de mouvement

La vitesse des ions \mathbf{v}_j peut être obtenue à partir de l'équation de transport de la quantité de mouvement (moment vectoriel d'ordre 1). Cette équation présente la particularité d'avoir le transport des ions le long des lignes de \mathbf{B} et à la direction de $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$. L'équation de transport de la quantité de mouvement des ions j (O_2^+ ; N_2^+ ; O^+ ; NO^+ ; N^+ ; H^+ ; He^+) dans l'ionosphère terrestre, s'écrit (Huba *et al.*, 2017) :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{v}_j}{\partial t} + \mathbf{v}_j \cdot \nabla_r \mathbf{v}_j = & -\frac{1}{\rho_j} \nabla_r p_j + \frac{e}{m_j} \mathbf{E} + \frac{e}{m_j} \mathbf{v}_j \times \mathbf{B} - \sum_n \nu_{j,n} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_n) \\ & - \sum_i \nu_{j,i} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_i) \end{aligned} \quad (2.26)$$

où $\rho_j = m_j n_j^+$; m_j et p_j sont la masse et la pression partielle de l'ion j ; e est la charge de l'électron; $\nu_{j,n}$ et $\nu_{j,i}$ sont les fréquences de collision avec l'espèce neutre n et l'ion j ; \mathbf{v}_n et \mathbf{v}_i sont les vitesses du vent neutre et de l'ion i .

Le but principal de la résolution des moments supérieurs de l'équation de Boltzmann (généralement 8 moments) est d'étudier l'effet de la diffusion thermique qui correspond à un gradient de température sur la vitesse des ions, ce mécanisme devient prépondérant au-dessus de 200 *km* (Lilensten et Blelly, 2002). Comme nous nous intéressons à la région comprise entre 70 et 200 *km*, notre étude se limite à 2 moments. De plus, le système d'équations correspondant aux moments de l'équation de Boltzmann introduit à chaque fois une inconnue supplémentaire. l'équation de continuité introduit la vitesse gouvernée par l'équation de conservation de la quantité du mouvement. Cette dernière introduit le terme de pression qui est aussi inconnue. À une certaine étape on ferme ce système d'équations par une relation de fermeture (comme l'équation d'état).

La haute atmosphère : Impact des espèces majoritaires et minoritaires

Dans le but d'étudier le comportement des ions majoritaires et des neutres minoritaires dans la haute atmosphère entre 70 et 200 *km* ainsi que leur sensibilité aux mécanismes physiques et chimiques qui sont mis en jeu dans cette région, nous allons présenter dans ce chapitre un modèle mathématique unidimensionnel dans lequel la photoabsorption, l'impact électronique, la chimie du milieu, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente sont pris en compte. Aussi, nous donnerons les équations macroscopiques du transport qui devraient permettre en principe une représentation complète de ces mécanismes selon ses différentes échelles spatio-temporelles, et qui devraient nécessiter pratiquement des paramétrisations de caractère empirique pour l'état initial de la haute atmosphère et les entrées énergétiques (photons EUV et précipitations électroniques).

Depuis plusieurs années, les modèles unidimensionnels (1D) ont été consacrés à l'étude des variations de la haute atmosphère avec une paramétrisation qui prend en considération : l'altitude ; la latitude ; l'heure locale ; la saison ; le cycle solaire, voir par exemple, [Roble et Dickinson \(1989\)](#); [Qian *et al.* \(2006\)](#).

3.1 Modèle mathématique simplifié

Les équations qui gouvernent ce modèle comprennent les équations de continuité et de quantité de mouvement, et elles sont décrites en détail dans la section (2.3). La résolution

numérique de ces équations se base sur plusieurs approximations, on essaie de résoudre une version simplifiée des équations du transport en éliminant les termes qui sont négligeables dans les conditions qui prévalent dans la région 70 – 200 *km*.

3.1.1 Description générale

Un modèle numérique de transport dans la haute atmosphère entre 70 et 200 *km*, doit pouvoir permettre de réaliser des études à l'échelle réelle et doit être représentatif des différents processus intervenant dans cette région. C'est à dire, il doit intégrer tous les modules des processus impliqués dans le modèle considéré telles que la photoabsorption, l'impact électronique, la chimie du milieu, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente. Le modèle conceptuel qui représente une description complète de ces processus pour les ions principaux : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ et les neutres mineurs : $N(^4S;^2D)$, correspond à des équations de continuité bien connues (Bailey *et al.*, 2002) :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = P_T^j - L_j n_j - \nabla \cdot (n_j \mathbf{v}_j) \quad (3.1)$$

où n_j est la densité de l'espèce j ; P_T^j est le taux de production total, qui est simplement égale à la somme des différentes productions, dues à la photoabsorption, à l'impact électronique et à des réactions chimiques (pour plus de détails, voir les sections 2.1 et 2.2) ; L_j représente le taux des pertes dues aux réactions chimiques ; \mathbf{v}_j est la vitesse de chacun des composants du fluide considéré.

Dans les régions de hautes et de moyennes latitudes, les gradients verticaux du plasma sont les plus importants et par conséquent la diffusion se fait préférentiellement suivant la verticale. En effet, les échelles de variation horizontale sont relativement faibles, peuvent atteindre quelques centaines de kilomètres, tandis que les échelles de variation verticale sont de l'ordre du millièème de kilomètre (Schunk et Nagy, 2009). Dans cette étude, nous considérerons une représentation de l'espace en coordonnées cartésiennes (x, y, z) , permettant d'observer un point de l'atmosphère depuis trois directions différentes. Nous choisissons les coordonnées cartésiennes de telle sorte que les axes (x) , (y) et (z) représentent respectivement la direction géomagnétique vers le sud, la direction géomagnétique vers l'est et la verticale du lieu considéré. Avec cette représentation spatiale, le terme du

gradient dans l'équation (3.1) se réduit alors à la dérivée partielle le long de l'axe (z) ($\partial/\partial x \equiv 0$; $\partial/\partial y \equiv 0$) et on obtient (Bailey *et al.*, 2002; Schunk et Nagy, 2009) :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = P_T^j - L_j n_j - \frac{\partial}{\partial z}(n_j v_j) \quad (3.2)$$

3.1.2 Transport vertical

Le transport des ions O^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+ dans la région 70 – 200 km, est dominé par les collisions avec les espèces neutres O , O_2 et N_2 . Lorsque la vitesse de ces ions reste faible par rapport à la vitesse de propagation du son, on peut aussi approximer l'équation de transport (2.26) par l'équation (3.3), en régime collisionnel. Cette approximation est aussi appelée approximation de diffusion d'un système mixte de transport, une approximation qui, bien souvent, nous conduit d'ignorer le terme d'inertie ($d/dt \equiv 0$). On s'intéresse donc à un problème simplifié du transport (Schunk et Nagy, 2009) :

$$\nabla p_j - n_j m_j \mathbf{g} - e n_j \mathbf{v}_j \times \mathbf{B} = -n_j m_j \nu_{j,n} (\mathbf{v}_j - \mathbf{v}_n) \quad (3.3)$$

avec $p_j = n_j K_B T_j$, T_j et m_j sont respectivement la pression partielle, la température et la masse de l'ion j ; K_B est la constante de Boltzmann; \mathbf{g} est l'accélération gravitationnelle; e est la charge de l'électron; \mathbf{B} est le champ magnétique terrestre; $\nu_{j,n}$ est la fréquence de collision d'ion avec j les espèce neutre; \mathbf{v}_n est la vitesses du vent neutre. Dans l'équation (3.3), nous avons supposé que le champ électrique est négligeable car il est associé à un potentiel électrostatique très faible, surtout dans les régions de moyenne latitude (Schunk et Nagy, 2009). L'équation (3.3) s'écrit donc sous la forme cartésienne suivante :

$$\begin{aligned} A_1 - D(v_{jy} B_z - v_{jz} B_y) &= (v_{jx} - v_{nx}) \\ A_2 - D(v_{jz} B_x - v_{jx} B_z) &= (v_{jy} - v_{ny}) \\ A_3 - D(v_{jx} B_y - v_{jy} B_x) &= (v_{jz} - v_{nz}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

où $A_1 = \partial p_j / n_j m_j \nu_{j,n} \partial x$; $A_2 = \partial p_j / n_j m_j \nu_{j,n} \partial y$; $A_3 = \partial p_j / n_j m_j \nu_{j,n} \partial z$; v_{nx} , v_{ny} et v_{nz} désignent les composantes zonale, méridienne et verticale du vent neutre. Dans ce paragraphe, on s'intéresse à la résolution des équation (3.4) dans la direction verticale (z) en terme de grande échelle spatiale. On obtient donc l'estimation suivante (Bailey *et al.*,

2002) :

$$v_{jz} = v_{j,mol} + v_{j,tur} \quad (3.5)$$

avec les vitesses de diffusion moléculaire $v_{j,mol}$ et de diffusion turbulente $v_{j,tur}$ peuvent s'écrire respectivement (Bailey *et al.*, 2002) :

$$v_{j,mol} = D_j \left[\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} + \frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} \right] \quad (3.6)$$

$$v_{j,tur} = k_z \left[\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} \right] \quad (3.7)$$

où D_j , k_z , H_j et H sont respectivement le coefficient de diffusion moléculaire, le coefficient de diffusion turbulente, la hauteur d'échelle individuelle et la hauteur d'échelle équivalente de l'atmosphère. Nous reviendrons plus en détail sur les coefficients des diffusions dans le chapitre 3 (section 4.4). Similairement, on suppose aussi que le transport vertical des neutres minoritaires peut être représenté en terme de grande échelle spatiale par les diffusions moléculaires et turbulentes (Bailey *et al.*, 2002).

3.1.3 Conditions aux limites et initiales

La résolution numérique des équations de continuité (3.2) nécessite des informations sur les conditions initiales et les conditions aux limites (frontières). Le choix et le type de ces conditions sont importantes et conditionnent souvent la résolution numérique. De ce point de vue, les conditions initiales (densités initiales) sont déterminées en faisant l'hypothèse d'équilibre photochimique ($n_j(t = t_0) = \frac{P_j^i}{L_j^i}$) (Bailey *et al.*, 2002). Les conditions aux limites que l'on choisit se trouvent à 70 et 200 km, comme suggéré par Bailey *et al.* (2002). Pour les espèces très réactives : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ ; $N(^2D)$, on peut affirmer que la condition d'équilibre photochimique s'applique aux deux limites (inférieure et supérieure). Pour $N(^4S)$, la condition d'équilibre photochimique s'applique à la limite basse en raison de leur grande aptitude à réagir chimiquement tandis que dans la limite haute on peut fixer une condition de flux, sa valeur est proche de zéro ($\varphi_{N(^4S)} = n_{N(^4S)} v_{N(^4S)} = 0$) car le transport des atomes $N(^4S)$ est en équilibre de diffusion (Bailey *et al.*, 2002).

3.1.4 Résolution numérique

Les équations de continuité envisagées ici sont des équations aux dérivées partielles (EDP) du second ordre (de type parabolique) de la forme (Bailey *et al.*, 2002) :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = \alpha_j \frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2} + \beta_j \frac{\partial n_j}{\partial z} + \gamma_j n_j + \delta_j \quad (3.8)$$

où :

$$\alpha_j = D_j + k_z \quad (3.9)$$

$$\beta_j = \frac{\partial D_j}{\partial z} + D_j \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} \right] + \frac{\partial k_z}{\partial z} + k_z \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} \right] \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned} \gamma_j = & D_j \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial^2 T_j}{\partial z^2} - \frac{1}{T_j^2} \left(\frac{\partial T_j}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{H_j} \right) \right] + \frac{\partial D_j}{\partial z} \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} \right] \\ & + k_z \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial^2 T_j}{\partial z^2} - \frac{1}{T_j^2} \left(\frac{\partial T_j}{\partial z} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{H_j} \right) \right] + \frac{\partial k_z}{\partial z} \left[\frac{1}{T_j} \frac{\partial T_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} \right] - L_j \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\delta_j = P_T^j \quad (3.12)$$

L'équation (3.8) est résolue par la méthode de Crank-Nicolson (ou méthode implicite). Cette méthode utilise les différences finies pour intégrer de manière implicite les termes contenant des dérivées spatiales, elle est numériquement stable, et quadratique pour le temps. Dans notre modèle, l'intégration numérique de l'équation (3.8) est établie par un schéma des différences finies, en résolvant des équations discrétisées en temps et en espace. La discrétisation spatiale est réalisée à l'aide d'un maillage entre 70 et 200 km, dont la résolution spatiale $\Delta z = 1$ km, tandis que la résolution temporelle Δt est égale à 5 min. On peut trouver une description plus détaillée de l'algorithme implicite utilisé dans l'annexe (D).

3.2 Composition de la haute atmosphère

De manière générale, l'étude numérique des processus associés aux collisions (ionisation ; excitation ; chimie du milieu ; ...) et au transport (diffusions) nécessite une connaissance détaillée sur l'état initial de la haute atmosphère (composition de la haute atmosphère) telles que les profils des densités et des températures. Les conditions initiales pour ce modèle sont obtenues à partir des modèles NRLMSISE-00, NOEM (Nitric Oxide

Empirical Model) et IRI-2016 (International Reference Ionosphere), qui sont des modèles de grande échelle temporelle permettant d’obtenir une caractérisation du milieu sur une plage d’altitude pour différentes conditions d’activité solaire et d’activité géomagnétique (Picone *et al.*, 2002; Marsh *et al.*, 2004; Bilitza *et al.*, 2017).

3.2.1 Le modèle NRLMSISE-00

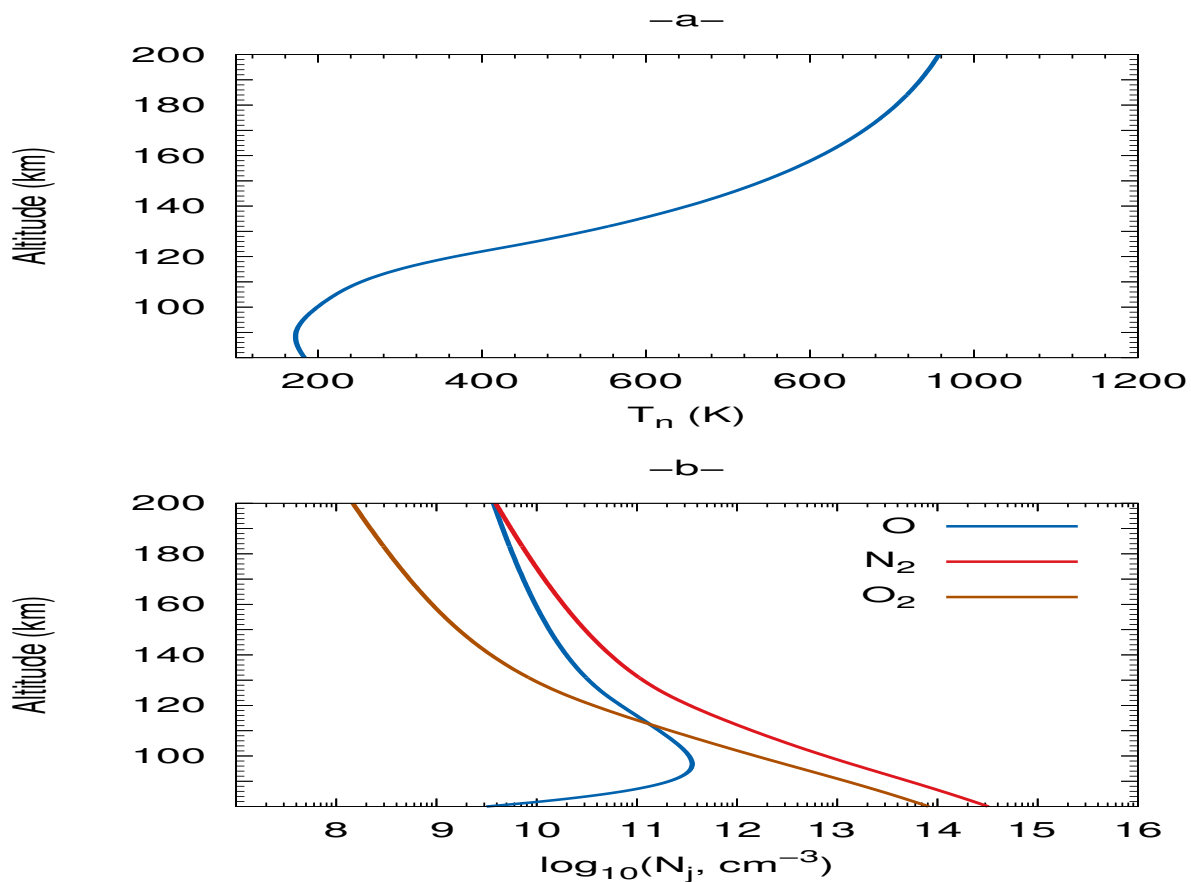


FIGURE 3.1 – Profils verticaux de la température (a) et la densité des neutres N_j : O ; O_2 ; N_2 (b) (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/nrlmsise00.php>).

On utilise le modèle NRLMSISE-00 pour connaître les densités des espèces neutres : H ; He ; O ; N ; Ar ; N_2 ; O_2 , ainsi que leurs température à différentes altitudes. Ce modèle est construit de manière empirique à partir d’une combinaison de mesures par spectrométrie de masse, utilisant les ballons stratosphériques, les fusées et les satellites (Picone *et al.*, 2002). Le modèle NRLMSISE-00 représente une version améliorée du modèle MSIS-90 (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter), il utilise comme entrées : l’emplacement géo-

graphique ; les indices d'activité solaire $F10.7$ (exprimé en sfu ; $1 sfu = 10^{-22} W.m^{-2}.s^{-1}$) et $\langle F10.7 \rangle$ (moyenne de $F10.7$ sur 81 jours) ; l'indice d'activité géomagnétique Ap (Emmert *et al.*, 2021). Dans la figures (3.1), nous présentons la température et les densités des constituants neutres O , O_2 et N_2 (majoritaires), des résultats d'une simulation de NRLMSISE-00 dans la région $80 - 200$ km avec des paramètres de référence, qui sont : emplacement géographique ($41,00^0 N$, $105,00^0 W$) ; temps local (TL) = 12 : 00 ; $F10.7 = 109,3$; $\langle F10.7 \rangle = 131,0$; $Ap = 5,9$.

3.2.2 Le modèle NOEM

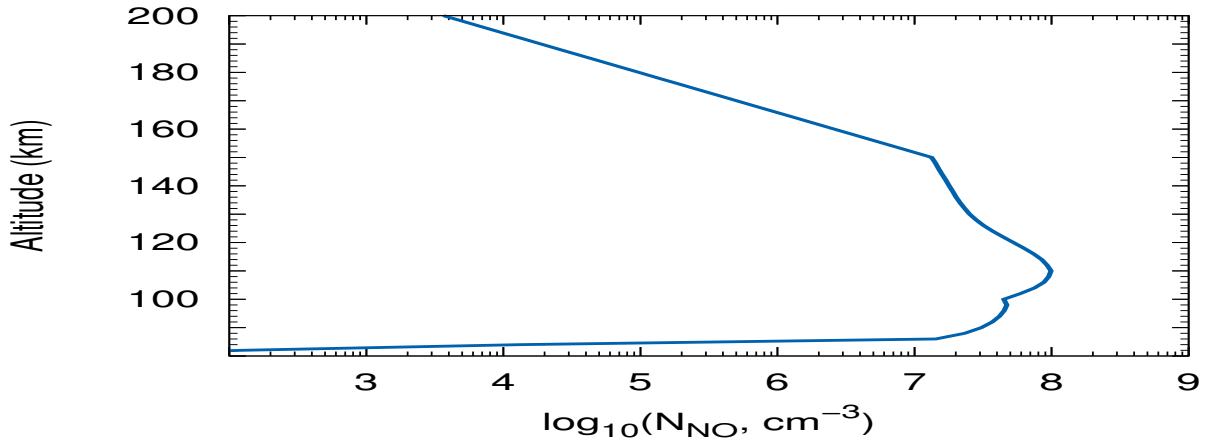


FIGURE 3.2 – Profil vertical de la densité de NO obtenu par le modèle NOEM.

La densité du monoxyde d'azote N_{NO} est calculée par le modèle empirique NOEM qui est basé sur une décomposition d'un ensemble de données globales du satellite SNOE (Student Nitric Oxide Explorer) (Barth *et al.*, 2003), où, elle s'écrit sous la forme d'une moyenne temporelle (une moyenne journalière) de N_{NO} plus une somme algébrique des fonctions orthogonales empiriques ξ_i ($i = 1, 2$ et 3) multipliées par des polynômes d'interpolation f_i ($i = 1, 2$ et 3) (Marsh *et al.*, 2004) :

$$N_{NO}(y, z, t) = \langle N_{NO}(y, z, t) \rangle_t + f_1(Kp)\xi_1 + f_2(\delta_{solaire})\xi_2 + f_3(F10.7)\xi_3 \quad (3.13)$$

avec y est la latitude magnétique ; z est l'altitude ; Kp est l'indice géomagnétique ; $\delta_{solaire}(t)$ est la déclinaison solaire. La version du modèle NOEM développée en langage fortran 90, est distribuée comme une partie du modèle NCAR/GLOW sur le site web : <https://>

[//github.com/NCAR/GLOW](https://github.com/NCAR/GLOW). La figure (3.2) ci-dessous représente un exemple du calcul de la densité de NO par le modèle NOEM pour les conditions géophysiques : ($30, 25^{\circ} N$, $22, 88^{\circ} W$); $TL = 13 : 30$; $F10.7 = 179, 2$; $A_p = 12, 0$.

3.2.3 Le modèle IRI-2016

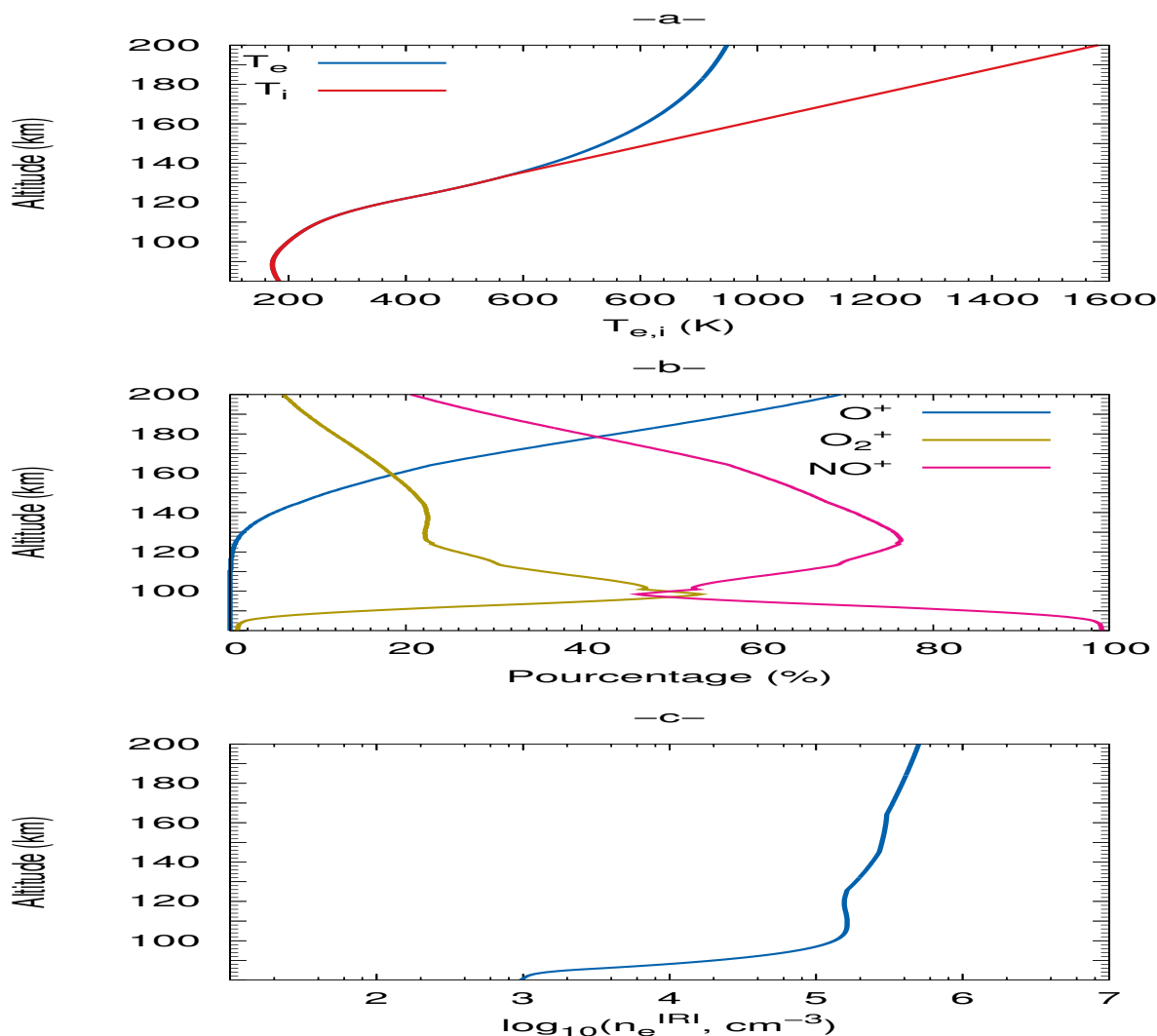


FIGURE 3.3 – Profils verticaux obtenus par le modèle IRI-2016 pour les températures électroniques T_e et ioniques T_i (a); les pourcentages ioniques (b); la densité électronique n_e^{IRI} , correspondants à : ($41, 00^{\circ} N$, $105, 00^{\circ} W$); $TL = 12 : 00$; $F10.7 = 109, 3$; $\langle F10.7 \rangle = 131, 0$; $A_p = 5, 9$ (<https://irimodel.org/>)

Le modèle empirique IRI-2016 est la version actuelle du modèle IRI, c'est l'objet central d'un projet international parrainé par les organisations techniques et scientifiques COSPAR (Committee on Space Research) et URSI (International Union of Radio Science)

(Bilitza et al. 2017). Le modèle IRI est construit à partir des mesures effectuées par les réseaux mondiaux d'ionosondes ; les radars à diffusion incohérente ; les spectromètres de masse embarqués sur des fusées sondes et des satellites (Bilitza *et al.*, 2017). Vu que ces données expérimentales comportent de nombreux paramètres géophysiques (l'emplacement géographique ; TL ; $F10.7$; $\langle F10.7 \rangle$; Ap), ce modèle est capable de prédire les densités électroniques et ioniques (O^+ , H^+ , He^+ , N^+ , NO^+ et O_2^+), ainsi que les températures électroniques et ioniques dans les gammes d'altitudes : 60 – 2500 km (pour les densités) ; 75 – 2000 km (pour les températures) (Bilitza *et al.*, 2017). La figure (3.3) donne un exemple de ces paramètres ionosphériques de IRI-2016 dans la gamme d'altitudes : 80 – 200 km .

3.3 Entrée énergétique dans l'atmosphère

L'atmosphère terrestre est souvent bombardée par des photons et des particules énergétiques (des électrons) originaires du soleil, des autres étoiles, des supernovas et des autres galaxies...etc. Vu que le soleil est l'étoile la plus connue et la plus proche de la Terre, nous étudierons dans cette section les entrées énergétiques provenant essentiellement du soleil vers la Terre. L'activité solaire entraîne une vaste gamme de phénomènes chimiques et physiques dont les effets se manifestent en particulier dans la haute atmosphère qui est rendue ionisée par les photons EUV et les précipitations électroniques (voir la section 2.1).

3.3.1 Photons EUV

L'intensité des photons de longueur d'onde λ (exprimée en $cm^{-2}.s^{-1}.nm^{-1}$) au sommet de l'atmosphère, $I_{0,\lambda}$, est calculée par le modèle EUVAC (EUV flux model for Aeronomic Calculations) (Richards *et al.*, 1994) dans la gamme 5 – 105 nm et par le modèle de Woods et Rottman (2002) qui est étendu à des longueurs d'ondes entre 105 et 175 nm , où, elle s'exprime en fonction de l'indice empirique d'activité solaire $F10.7$ et sa moyenne sur 81 jours $\langle F10.7 \rangle$ (voir l'exemple de la figure 3.4) comme suit :

$$I_{0,\lambda} = I_{ref,\lambda}[1 + A_\lambda(P + 80)] \quad (3.14)$$

avec $I_{ref,\lambda}$ et A_λ sont respectivement le spectre de référence et le facteur de la variabilité du flux des photons de longueur d'onde λ ; $P = 0,5(F10.7 + \langle F10.7 \rangle)$. Le modèle EUVAC est basé sur le spectre $F74113$ ($F10.7 = 74$) et sur les variations relatives du flux des photons qui est mesuré par le satellite AE-E (Atmospheric Explorer E) pour 37 intervalles (ou boîtes) de longueur d'onde, entre 5 et 105 nm (Richards *et al.*, 1994).

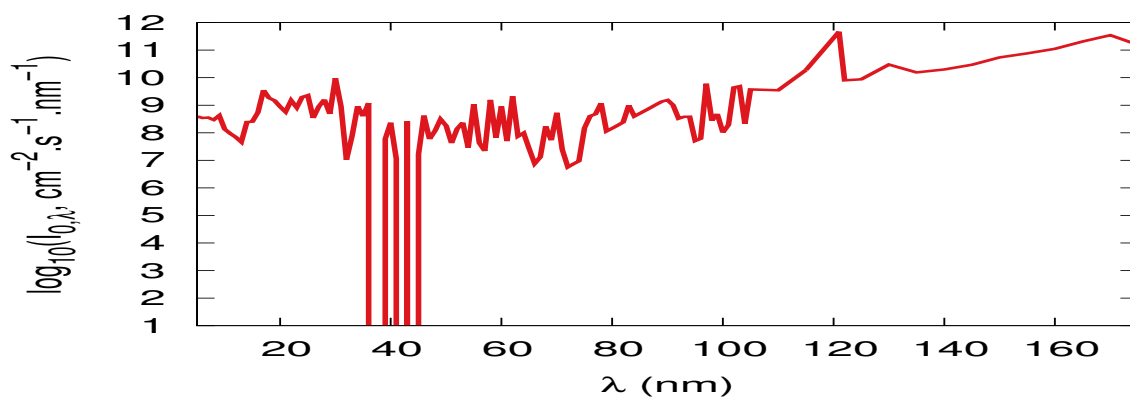


FIGURE 3.4 – Intensité des photons EUV dans la gamme 5 – 175 nm pour $F10.7 = 124,8$ et $\langle F10.7 \rangle = 123,0$.

3.3.2 Précipitations électroniques

Les observations de nombreux spectres de précipitations électroniques d'origine magnétosphérique, montrent que ces précipitations sont caractérisées par deux sous-populations en terme de distribution en énergie. Une sous-population de basse énergie, au-dessous de 100 – 200 eV, ainsi une sous-population dont l'énergie s'étend au-dessus de cette gamme (Hardy *et al.*, 1985; Meier *et al.*, 1989). En fonction des mesures satellitaires, plusieurs expressions ont été proposées pour le flux initial des électrons précipités, par exemple, nous avons présenté ici le détail de l'expression suggérée par Meier *et al.* (1989) :

$$\phi_0 = \phi_M(E) + 0,4\phi_{MAX} \frac{E_0}{E} \exp\left(-\frac{E}{b}\right), (cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot eV^{-1} \cdot sr^{-1}) \quad (3.15)$$

avec $\phi_M(E) = \frac{Q}{2\pi E_0^3} E \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right)$ représente la distribution de la sous-population de haute énergie (une distribution maxwellienne) ; les paramètres empiriques $Q[erg \cdot cm^{-1} \cdot s^{-1}]$, $E_0[keV]$ et ϕ_{MAX} sont respectivement le flux intégré d'énergie, l'énergie caractéristique et la valeur maximale de ϕ_M pour E_0 ; le paramètre b est défini en fonction de E_0 comme suit

(Meier *et al.*, 1989) :

$$b = \begin{cases} (0,8E_0)^{-1}, E_0 < 0,5\text{keV} \\ (0,1E_0 + 0,35)^{-1}, E_0 \geq 0,5\text{keV} \end{cases} \quad (3.16)$$

3.4 Chimie de la haute atmosphère entre 70 et 200 km

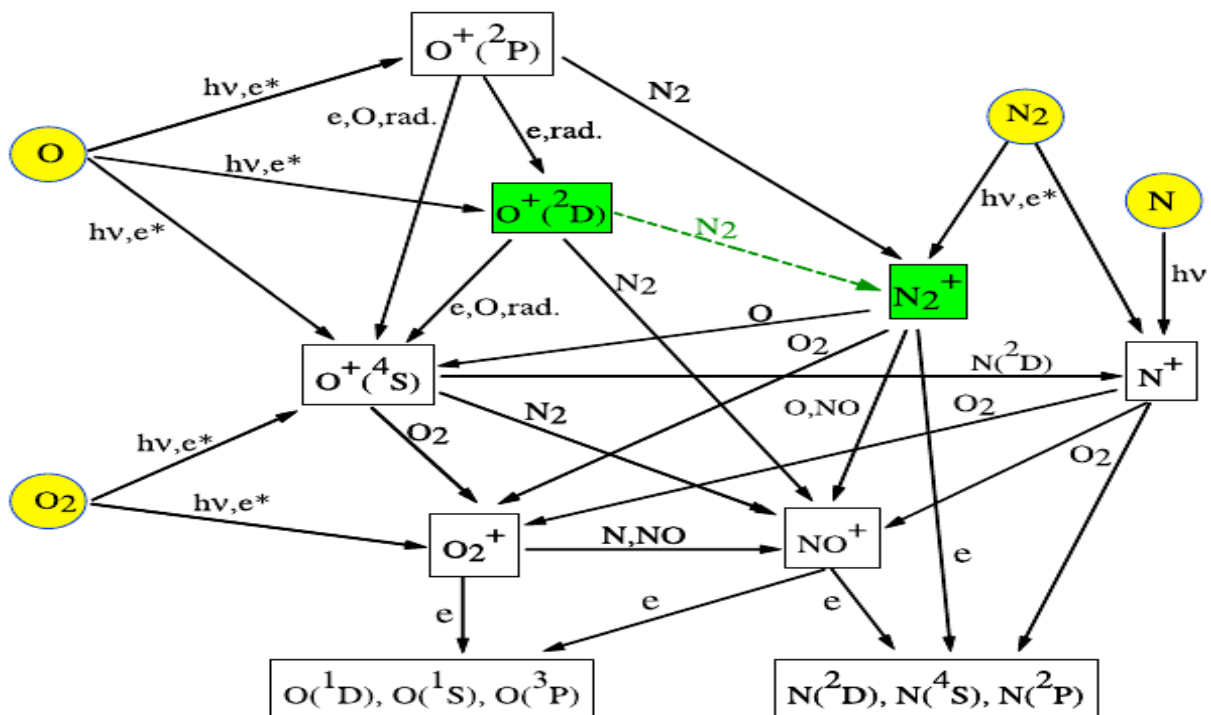


FIGURE 3.5 – Schéma représentatif des mécanismes réactionnels et collisionnels dans la haute atmosphère entre 70 et 200 km (Richards et Voglozin, 2011).

L'ionisation chimique des constituants neutres dans la haute atmosphère se produit en conséquence de deux conditions. En premier lieu, il convient de réaliser l'ionisation primaire des constituants neutres par les photons solaires EUV et l'impact électronique comme nous avons déjà présentés dans la section (2.1). En deuxième lieu, il convient que les ions formés soient réactifs vis-à-vis des réactions chimiques ions-neutres telles que les réactions d'échange de la charge (voir figure 3.5). Dans cette partie nous nous intéressons aux réactions chimiques des ions O^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ et NO^+ et de l'azote atomique neutre

$N(^4S;^2D)$, qui sont caractérisés par une durée de vie très brève en raison de leur grande aptitude à réagir chimiquement dans la région 70 – 200 km (Richards et Voglozin, 2011).

3.4.1 Chimie des ions principaux

L'ion atomique O^+ :

L'ion atomique O^+ peut exister dans un état fondamental : $O(^4S)$ et dans des états excités : $O(^2D;^2P;^4P;^2P^*)$. Dans la région F, les taux de production primaire de $O(^2D;^2P)$ sont les plus importants (Torr et Torr, 1982; Fennelly et Torr, 1992; Pavlov et Pavlova, 2005). Le tableau (3.1) ci-dessous donne pour $O(^2D;^2P)$, le résumé des réactions chimiques qui interviennent fortement dans les régions E et F (Pavlov et Pavlova, 2005).

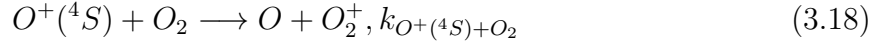
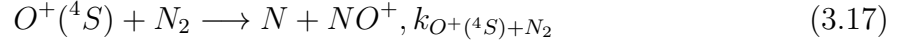
Numéro	Réaction	Constante de réaction, ($cm^{-3}.s^{-1}$)	Référence
1.	$O(^2P) + O \longrightarrow O(^4S) + O$	$5,0 \times 10^{-11}$	(Stephan <i>et al.</i> , 2003)
2.	$O(^2P) + N_2 \longrightarrow O + N_2^+$	$2,0 \times 10^{-10} (\frac{T}{300})^{0,5}$	(Pavlov, 2003)
3.	$O(^2P) + O_2 \longrightarrow O + O_2^+$	$3,1 \times 10^{-10} (\frac{T}{300})^{0,5}$	(Pavlov et Pavlova, 2005)
4.	$O(^2P) \longrightarrow O(^4S) + h\nu$	0,0775	(Zeippen, 1987)
5.	$O(^2P) \longrightarrow O(^2D) + h\nu$	0,314	(Zeippen, 1987)
6.	$O(^2P) + e^- \longrightarrow O(^4S) + e^-$	$2,5 \times 10^{-8} (\frac{300}{T_e})^{0,5}$	(Pavlov, 2003)
7.	$O(^2P) + e^- \longrightarrow O(^2D) + e^-$	$7,0 \times 10^{-8} (\frac{300}{T_e})^{0,5}$	(Pavlov, 2003)
8.	$O(^2D) + O \longrightarrow O(^4S) + O$	$5,0 \times 10^{-12}$	(Abdou <i>et al.</i> , 1984)
9.	$O(^2D) + N_2 \longrightarrow O + N_2^+$	$1,5 \times 10^{-10} (\frac{T}{300})^{0,5}$	(Pavlov, 2003)
10.	$O(^2D) + O_2 \longrightarrow O + O_2^+$	$1,0 \times 10^{-10} (\frac{T}{300})^{0,5}$	(Pavlov et Pavlova, 2005)
11.	$O(^2D) + e^- \longrightarrow O(^4S) + e^-$	$4,0 \times 10^{-8} (\frac{300}{T_e})^{0,5}$	(Pavlov, 2003)

TABLE 3.1 – Résumé des réactions chimiques de $O(^2D;^2P)$ dans les région E et F.

où la température effective T est définie par l'équation : $T = (m_i T_n + m_n T_i) / (m_i + m_n)$ telles que $m_{i,n}$ et $T_{i,n}$ sont respectivement la masse de l'ion considéré/masse moyenne des neutres et la température des ions/température des neutres; T_e est la température électronique.

De même, la présence des ions excités $O(^4P;^2P^*)$ est conduit aux cascades radiatives $O(^4P) \longrightarrow O(^4S) + h\nu$ et $O(^2P^*) \longrightarrow O(^2D;^2P) + h\nu$ dont les durées de vie sont respectivement $1,26 \times 10^{-9}$ et $1,4 \times 10^{-10}$ s (Smith *et al.*, 1971; Tayal et Richardson, 2000). Aux altitudes comprises entre 70 et 200 km, l'ion atomique $O(^4S)$ est immédiatement transformé en ions moléculaires par les processus de recombinaison moléculaire suivants

(Pavlov, 2012) :



avec les constantes des réactions $k_{O^+(^4S)+N_2}$ et $k_{O^+(^4S)+O_2}$ (exprimées en $cm^3.s^{-1}$) sont données par (St-Maurice et Laneville, 1998) :

$$\begin{aligned} k_{O^+(^4S)+N_2} = & 1,71676 \times 10^{-12} - 7,19934 \times 10^{-13} \left(\frac{T}{300}\right) + 1,33276 \times 10^{-13} \left(\frac{T}{300}\right)^2 \\ & - 9,28213 \times 10^{-15} \left(\frac{T}{300}\right)^3 + 6,39557 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{300}\right)^4, 300 \leq T \leq 3725K \end{aligned} \quad (3.19)$$

$$\begin{aligned} k_{O^+(^4S)+O_2} = & 2,78932 \times 10^{-11} - 6,92611 \times 10^{-12} \left(\frac{T}{300}\right) + 8,67684 \times 10^{-13} \left(\frac{T}{300}\right)^2 \\ & - 3,47251 \times 10^{-14} \left(\frac{T}{300}\right)^3 + 5,07097 \times 10^{-16} \left(\frac{T}{300}\right)^4, 300 \leq T \leq 4800K \end{aligned} \quad (3.20)$$

La réaction (3.17) est la réaction essentielle qui donne une naissance à la fois aux ions NO^+ et à l'atome d'azote N dans cette plage d'altitudes (Schunk et Nagy, 2009). Ces deux réactions (3.17 et 3.18) sont rappelées ici pour indiquer que l'atmosphère n'est pas composée de deux parties indépendantes, l'une neutre (thermosphère) et l'autre ionisée (ionosphère) ; il existe un couplage entre eux telles que les réactions décrites précédemment.

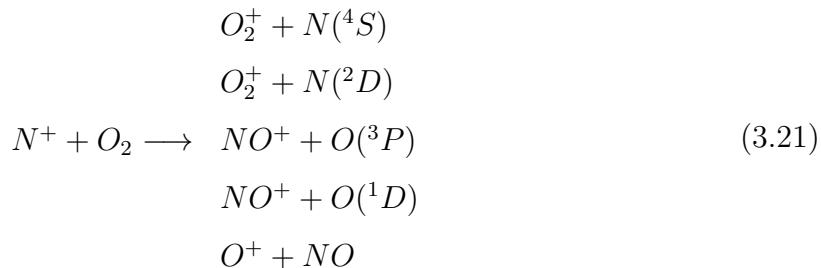
L'ion atomique N^+ :

La présence des ions N^+ est due essentiellement à l'ionisation (soit par photons EUV, soit par impact électronique) des espèces neutres : N_2 ; N et la réaction $He^+ + N_2$ (Pavlov, 2012). Dans les conditions qui prévalent dans la région 70 – 200 km, la densité de He^+ est très faible (Schunk et Nagy, 2009), donc, nous considérerons ici que la production de N^+ par la réaction $He^+ + N_2$ est négligeable devant les autres sources de production. Le détail des réactions chimiques de perte de l'ion N^+ est donné dans le tableau suivant :

Numéro	Réaction	Constante de réaction ($cm^{-3}.s^{-1}$)	Référence
1.	$N^+ + O_2 \longrightarrow produits$	$5,5 \times 10^{-10}$	(Viggiano <i>et al.</i> , 2003)
2.	$N^+ + O \longrightarrow N + O^+(^4S)$	$2,2 \times 10^{-12}$	(Constantinides <i>et al.</i> , 1979)
3.	$N^+ + NO \longrightarrow N + NO^+$	$5,72 \times 10^{-9} T^{-0,44}$	(Midey <i>et al.</i> , 2004)
4.	$N^+ + NO \longrightarrow O + N_2^+$	$7,15 \times 10^{-10} T^{-0,44}$	(Midey <i>et al.</i> , 2004)

TABLE 3.2 – Réactions chimiques de perte de N^+ intervenant dans les région E et F.

De même, le processus réactionnel $N^+ + O_2$ peut conduire à plusieurs voies réactionnelles possibles (Pavlov, 2012) :



dont les rapports de branchement sont respectivement 35, 15, 9, 36 et 5% (Pavlov, 2012).

Les ions moléculaires O_2^+ , N_2^+ et NO^+ :

Numéro	Réaction	Constante de réaction ($cm^{-3}.s^{-1}$)	Référence
1.	$N_2^+ + e^- \longrightarrow N + N$	$2,2 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,39}, T < 1200K$ $1,95 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,57}, T \geq 1200K$	(Sheehan et Maurice, 2004)
2.	$N_2^+ + O_2 \longrightarrow N_2 + O_2^+$	décrite dans le texte	(Dotan <i>et al.</i> , 1997)
3.	$N_2^+ + O \longrightarrow NO^+ + N$	décrite dans le texte	(McFarland <i>et al.</i> , 1974)
4.	$N_2^+ + O \longrightarrow O^+ + N_2$	décrite dans le texte	(McFarland <i>et al.</i> , 1974)
5.	$N_2^+ + NO \longrightarrow N_2 + NO^+$	$7,5 \times 10^{-9} T^{-0,52}$	(Midey <i>et al.</i> , 2004)
6.	$O_2^+ + e^- \longrightarrow O + O$	$1,95 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,70}, T < 1200K$ $1,93 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,61}, T \geq 1200K$	(Sheehan et Maurice, 2004)
7.	$O_2^+ + NO \longrightarrow O_2 + NO^+$	$4,1 \times 10^{-10}$	(Midey et Viggiano, 1999)
8.	$O_2^+ + N \longrightarrow NO^+ + N$	$1,0 \times 10^{-10}$	(Scott <i>et al.</i> , 1998)
9.	$NO^+ + e^- \longrightarrow N + O$	$3,5 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e})^{0,69}, T < 1200K$ $3,02 \times 10^{-7} (\frac{300}{T_e}), T \geq 1200K$	(Sheehan et Maurice, 2004)
10.	$O^+(^4S) + NO \longrightarrow NO^+ + O$	$5,01 \times 10^{-13} (\frac{300}{T})^{1,68} +$ $4,02 \times 10^{-12} \exp(-\frac{928,36}{T})$	(Dotan <i>et al.</i> , 1997)

TABLE 3.3 – Réactions chimiques (de production et de perte) des ions moléculaires O_2^+ , N_2^+ et NO^+ intervenant dans les régions E et F.

La source primaire des ions moléculaires O_2^+ et N_2^+ est l'ionisation des constituants atmosphériques O_2 et N_2 soit par absorption des photons EUV, soit par impact électronique (Schunk et Nagy, 2009). Par contre, la source principale de NO^+ est la réaction $N_2^+ + O$ (Richards et Voglozin, 2011). Les mécanismes réactionnels dont les numéros : 1 – 10 (dans le tableau 3.3) ; 1, 3 et 4 (dans le tableau 3.2) ; 2, 3, 9 et 10 (dans le tableau 3.1) sont des mécanismes prépondérants dans les régions E et F, ils affectent considérablement la distribution verticale de ces ions dans la région située entre 90 – 95 et 200 km (Pavlov, 2012).

La réaction chimique entre N_2^+ et O_2 (voir tableau 3.3) est caractérisée par une constante (exprimée en $cm^3.s^{-1}$) dont l'expression est donnée par (Dotan *et al.*, 1997) :

$$\begin{aligned}
 & (0,1142 - 0,1171X + 5,047 \times 10^{-2}X^2 - 9,551 \times 10^{-3}X^3 \\
 & + 6,344 \times 10^{-4}X^4) \times 10^{-10}, T < 1000K \\
 k_{N_2^+ + O_2} = & \\
 & 10^{-11} \left(\frac{T}{1000}\right)^{0,912}, 1000 \leq T \leq 1800K
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

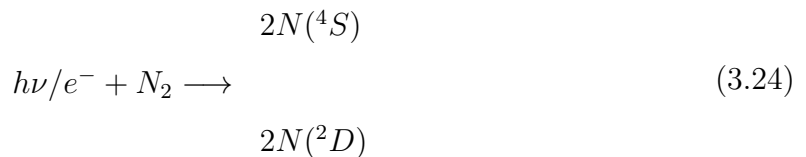
où $X = T/300$. Également, les valeurs expérimentales (en $cm^3.s^{-1}$) de la constante de réaction $N_2^+ + O$ (voir tableau 3.3) sont exprimées en fonction de T par la formule suivante (McFarland *et al.*, 1974) :

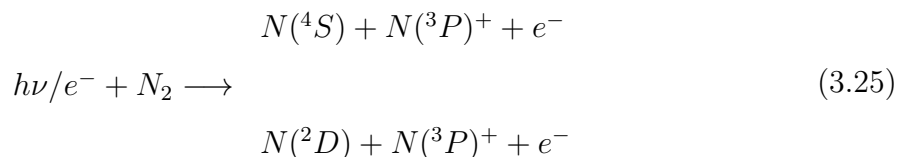
$$\begin{aligned}
 & 1,4 \times 10^{-10} X^{-0,44}, T < 1500K \\
 k_{N_2^+ + O} = & \\
 & 5,2 \times 10^{-11} X^{0,20}, T \geq 1500K
 \end{aligned} \tag{3.23}$$

L'expression (3.23) est aussi utilisée pour calculer analytiquement la constante de la réaction 4 (dans tableau 3.3) par la formule $0,007 \left(\frac{T}{300}\right)^{0,21} k_{N_2^+ + O}$ de sorte que la quantité $0,007 \left(\frac{T}{300}\right)^{0,21}$ représente le rapport de branchement de cette voie réactionnelle (McFarland *et al.*, 1974).

3.4.2 Chimie de l'azote atomique neutre

La partie de la thermosphère, située au-dessus de 130 – 140 km, est caractérisée par la présence des atomes d'azote dans l'état fondamental " 4S " et dans l'état électronique excité " 2D " (Brasseur et Solomon, 2005). Ces atomes sont produits par la dissociation et l'ionisation dissociative de N_2 (Zipf *et al.*, 1980; Yonker, 2013) :





dont les rapports de branchement associés à la production de $N(^4S)$ et $N(^2D)$ sont respectivement 0,50 et 0,276 (pour le mécanisme collisionnel 3.24); 0,50 et 0,25 (pour le mécanisme collisionnel 3.24).

Plusieurs réactions chimiques conduisent à la création des atomes d'azote. Notons parmi les plus importantes, les réactions de recombinaison dissociative avec les électrons du milieu, (1) et (9) dans le tableau (3.3) (Sheehan et Maurice, 2004). Ainsi que les réactions de type ions-neutres (1) et (3) dans le tableau (3.2); (3) dans le tableau (3.3) jouent un rôle secondaire dans la production des atomes d'azote et doivent être prises en compte dans le modèle photochimique considéré. Ayant compris ces mécanismes réactionnels, nous avons présenté les principales voies pour chaque réaction de production dans le tableau (3.4).

Réaction	Rapport de branchement	Référence
$N_2^+ + e^- \longrightarrow N(^2D) + N(^2D)$	0,52	(Peterson <i>et al.</i> , 1998)
$N(^4S) + N(^2D)$	0,37	
$NO^+ + e^- \longrightarrow N(^2D) + O$	0,95	(Hellberg <i>et al.</i> , 2003)
$N(^4S) + O$	0,05	
$N^+ + O_2 \longrightarrow O_2^+ + N(^4S)$	0,35	(Pavlov, 2012)
$O_2^+ + N(^2D)$	0,15	
$N^+ + NO \longrightarrow N(^4S) + NO^+$	0,91	(Midey <i>et al.</i> , 2004)
$N_2^+ + O \longrightarrow NO^+ + N(^2D)$	0,90	(Yonker, 2013)
$NO^+ + N(^4S)$	0,05	

TABLE 3.4 – Réactions chimiques de production de $N(^4S;^2D)$.

En général, les mécanismes réactionnels de destruction des atomes de l'azote sont les réactions avec les espèces neutres : N_2 ; O_2 ; O (Yonker 2013) et dont nous résumons dans le tableau (3.5) les plus importants.

Numéro	Réaction	Constante de réaction ($cm^{-3}.s^{-1}$)	Référence
1.	$N(^2D) + N_2 \longrightarrow N(^4S) + N_2$	1.74×10^{-14}	(Herron, 1999)
2.	$N(^2D) + O_2 \longrightarrow NO + O$	tableau des données	(Miquel <i>et al.</i> , 2003)
3.	$N(^4S) + O_2 \longrightarrow NO + O$	tableau des données	(Sultanov et Balakrishnan, 2006)
4.	$N(^2D) + O \longrightarrow N(^4S) + O$	tableau des données	(Herron, 1999)

TABLE 3.5 – Réactions chimiques de perte de $N(^4S;^2D)$.

3.5 Limites du modèle

Ce modèle unidimensionnel possède évidemment des limitations propres. En particulier, les limitations qui sont causées par l'utilisation des modèles EUVAC et NRLMSISE-00. Dans le modèle EUVAC, le flux des photons EUV est une moyenne journalière, ce qui n'est pas le moyen le plus efficace pour étudier certains événements météorologiques de courte durée tels que les éruptions solaires (Nikolaeva *et al.*, 2021). Les limitations du modèle NRLMSISE-00 sont liées au manque de mesures globales de la densité de O au-dessous de 100 km d'altitude (Emmert *et al.*, 2021). De plus, il ne permet pas de tenir compte de l'effet du transport horizontal qui est prépondérant dans les basses latitudes (régions équatoriales), un tel comportement ne peut être simulé que par des modèles multidimensionnels : 2D ; 3D (Kelley, 2009).

Excitation du monoxyde d'azote dans la haute atmosphère

Le monoxyde d'azote NO est une espèce minoritaire dans l'atmosphère terrestre. Néanmoins, elle est importante dans la région entre 100 et 200 km , possédant des propriétés physiques et chimiques qui affectent considérablement la structure verticale de l'ensemble thermosphère-ionosphère. En particulier, l'émission de NO à $5,3 \mu m$ accompagnée d'une transition vibrationnelle ($\Delta v = 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$), représente un mécanisme important du refroidissement dans la basse thermosphère en dessous de 150 km (López-Puertas et Taylor, 2001).

Le modèle en vigueur (voir figure 4.4) que nous avons décrit dans ce chapitre est intéressant par rapport aux modèles précédents, car plusieurs paramètres physiques récents (constantes des réactions chimiques; coefficients des diffusions moléculaire et turbulente; sections efficaces) sont inclus pour modéliser d'une manière correcte tous les processus régissant l'excitation vibrationnelle de NO . Il permet d'estimer les taux de production, les taux de perte et la densité des niveaux vibrationnels $NO(1 \leq v \leq 7)$, ainsi que de relier ces paramètres aux caractéristiques de l'atmosphère, du flux solaire et du flux d'électrons considéré.

Afin d'étudier d'autres types d'excitation de NO telle que l'excitation électronique, nous avons calculé le taux de production et la densité des états excités $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$. Il est notable que l'émission qui accompagne la désexcitation de l'état $NO(A^2\Sigma^+)$, est reliée à la bande d'émission gamma qui est l'une des plus brillantes dans la haute atmosphère

(Ferdì *et al.*, 2021). Le modèle de ces états est intéressant par sa simplicité et la quantité d'informations issues de la connaissance des variations journalières de ces états et leurs sensibilité aux précipitations électroniques.

4.1 Émission de NO à 5,3 μm

L'émission de NO à 5,3 μm (voir figure 4.1), est un indicateur précieux de l'activité solaire car elle présente des variations remarquables avec : l'altitude ; la latitude ; l'heure locale ; la saison ; le cycle solaire (Barth *et al.*, 2003), elle est donc un objet central des études théoriques : Kockarts (1980); Sharma *et al.* (2000); Duff *et al.* (2005); Venkataramani *et al.* (2016); Bouziane *et al.* (2022a) et expérimentales : Russell III *et al.* (1999); Bermejo-Pantaleón *et al.* (2011), en vue de comprendre l'effet de l'activité solaire sur la haute atmosphère terrestre. Ceci est confirmé par des mesures du taux d'émission volumique (TEV) de NO à 5,3 μm , qui sont obtenues à l'aide d'une technique de sondage de l'atmosphère par radiométrie des émissions à large bande SABER (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry) à bord du satellite d'observation TIMED (Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics). Les données globales acquises par ce satellite montrent que l'émission de NO à 5,3 μm joue un rôle important dans l'élimination de l'énergie déposée par les tempêtes géomagnétiques (Mlynczak *et al.*, 2003; Bouziane *et al.*, 2022b).

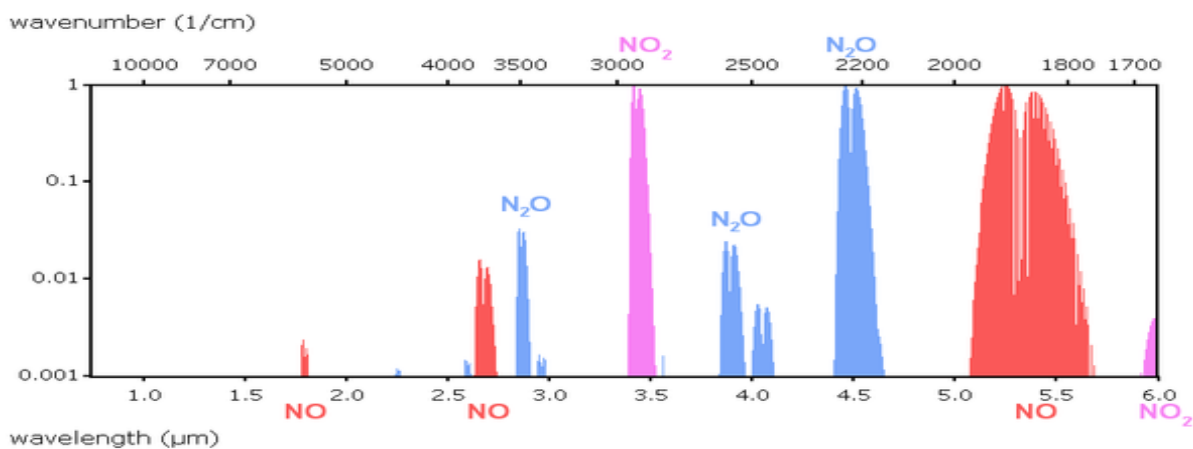


FIGURE 4.1 – Caractéristiques d'absorption des oxydes d'azote entre 0,76 μm et 6,0 μm (<https://lweb.cfa.harvard.edu/hitran/>).

De manière générale, modéliser l'émission de NO à $5.3 \mu m$ revient à calculer la densité $n_{NO(v=1)}$ de l'état $NO(v = 1)$. Le TEV (exprimé en $erg.cm^{-3}.s^{-1}$) correspondant peut être calculé à partir de l'expression suivante (Oberheide *et al.*, 2013) :

$$TEV(\lambda = 5,3\mu m) = h\nu_{10}A_{10}n_{NO(v=1)} \quad (4.1)$$

où $h\nu_{10}$ est le quantum d'énergie associé au photon de longueur d'onde de $5.3 \mu m$, h est la constante de Planck et A_{10} est le coefficient d'Einstein de cette émission.

4.2 Création et destruction de $NO(v)$

L'émissions de NO à $5.3 \mu m$ est produite par un mécanisme en deux étapes, la première étant la production de l'ensemble des états excités $NO(v)$ (voir tableau 4.1), suivie par une cascade radiative : $NO(v) \rightarrow NO(v' \leq v) + h\nu$, entraînant l'émission d'un photon.

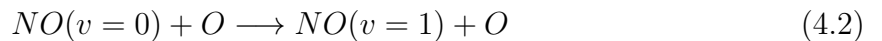
Mécanisme réactionnel	Référence
$NO + O \rightarrow NO(v = 1) + O$	(Caridade <i>et al.</i> , 2018)
$NO(v) + O \rightarrow NO(v' \leq v) + O$	(Caridade <i>et al.</i> , 2018)
$NO(v) \rightarrow NO(v' \leq v) + h\nu$	(Rawlins <i>et al.</i> , 1998)
$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(1 \leq v \leq 7) + O$	(Miquel <i>et al.</i> , 2003)
$N(^4S) + O_2 \rightarrow NO(1 \leq v \leq 7) + O$	(Sultanov et Balakrishnan, 2006)
$e^* + NO(v = 0) \rightarrow NO(1 \leq v \leq 7) + e$	(Laporta <i>et al.</i> , 2012)
$NO(v) + N(^4S) \rightarrow N_2 + O$	(Sander <i>et al.</i> , 2006)
$NO(v) + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O_2$	(Pavlov, 2012)

TABLE 4.1 – Résumé des mécanismes réactionnels : formation et destruction de $NO(v)$.

4.2.1 Production de $NO(v)$

Excitation collisionnelle : $NO(v = 0) + O$

La source primaire de production de l'état vibrationnel $NO(v = 1)$ est la collision d'un atome d'oxygène O avec $NO(v = 0)$:



Par contre, les processus d'excitation vibrationnelle : $NO(v = 0) + M \longrightarrow NO(v = 1) + M$ impliquant O_2 et N_2 sont négligeables à cause de leurs faible constante de réaction (Murphy *et al.*, 1975; Green *et al.*, 1982; Caridade *et al.*, 2018). On note que les taux de production de $NO(v = 1)$ par les réactions : $NO(v = 0) + N_2$ et $NO(v = 0) + O_2$ à 100 *km*, sont respectivement 10^3 et 10^5 fois plus petit que celle impliquant O (Caridade *et al.*, 2018).

Pour la première fois, le processus collisionnel (4.2) a été supposé comme un mécanisme de perte d'énergie solaire dans la thermosphère par Dalgarno (1963), et une expression du taux de perte a été donnée par Kockarts (1980) comme suit :

$$L_{NO(v=1)} = h\nu_{10}A_{10}N_{NO(v=0)}\omega e^{-\frac{h\nu_{10}}{k_B T}} \quad (4.3)$$

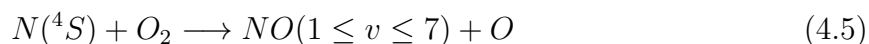
où $N_{NO(v=0)}$ est la densité de l'état fondamental de NO . Le facteur ω est utilisé pour tenir compte de l'écart de la population $NO(v = 1)$ par rapport à la distribution de Boltzmann (équilibre thermique local), il s'écrit :

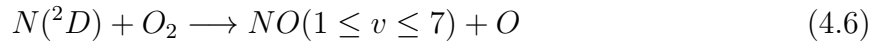
$$\omega = \frac{k_{10}N_O}{k_{10}N_O + A_{10}} \quad (4.4)$$

où k_{10} est la constante de réaction inverse de (4.2), ainsi que nous le verrons avec description détaillée dans le paragraphe (4.2.2) et N_O est la densité d'oxygène atomique.

Réactions de chimiluminescence : $N(^2D) + O_2$; $N(^4S) + O_2$

L'azote atomique dans son état fondamental $N(^4S)$ et son état excité $N(^2D)$ sont des espèces importantes dans les réactions de production de $NO(v)$, ceux-ci, à leur tour, sont produits principalement par la recombinaison dissociative avec les électrons ambiants ($NO^+ + e^-$ et $N_2^+ + e^-$) et la dissociation de N_2 . Ainsi que la production de l'azote atomique (et donc de $NO(v)$) dans la thermosphère est fortement liée au dépôt d'énergie solaire (rayonnement solaire et précipitations électroniques). $N(^4S)$ et $N(^2D)$ sont participants à la production de $NO(v)$ via (Sultanov et Balakrishnan, 2006; Miquel *et al.*, 2003) :





La réaction (4.6) est le mécanisme prépondérant dans la thermosphère, tandis que la réaction (4.5) dépend fortement de la température et peut être considérée comme une source importante de $NO(v)$ aux altitudes au dessus d'environ 150 km (Bailey *et al.*, 2002).

L'approche macroscopique des mécanismes réactionnels (4.5) et (4.6) n'est pas suffisante car il peut ne pas y avoir unicité des produits, la réaction entre $N(^4S;^2D)$ et O_2 peut conduire à plusieurs voies réactionnelles : $NO(1 \leq v \leq 7) + O$. En principe, on applique le même principe du calcul mentionné dans le paragraphe de section 2.2, nous pouvons évaluer la production de la population $NO(v)$ à partir de la connaissance de la fonction de distribution des niveaux vibrationnels $g_{5;6}(v)$ (aspect microscopique) pour les réactions (4.5) et (4.6), le taux de production dans ce cas prend alors la forme suivante :

$$P_{5;6}^{NO(v)} = g_{5;6}(v)k_{5;6}n_{N(^4S;^2D)}NO \quad (4.7)$$

où $k_{5;6}$ sont les constantes des réactions (4.5) et (4.6), $n_{N(^4S;^2D)}$ est la densité de $N(^4S)$ ou $N(^2D)$. La connaissance de la fonction de distribution des niveaux vibrationnels de $NO(v)$ formés par les mécanismes (4.5) et (4.6) est l'objet de plusieurs études (Caledonia *et al.*, 2000; Braunstein et Duff, 2000; Miquel *et al.*, 2003; Sultanov et Balakrishnan, 2006). Dans notre modèle, nous avons utilisé les valeurs récentes données par Sultanov et Balakrishnan (2006) pour $N(^4S)$ et celles de Miquel *et al.* (2003) pour $N(^2D)$ (figure 4.2).

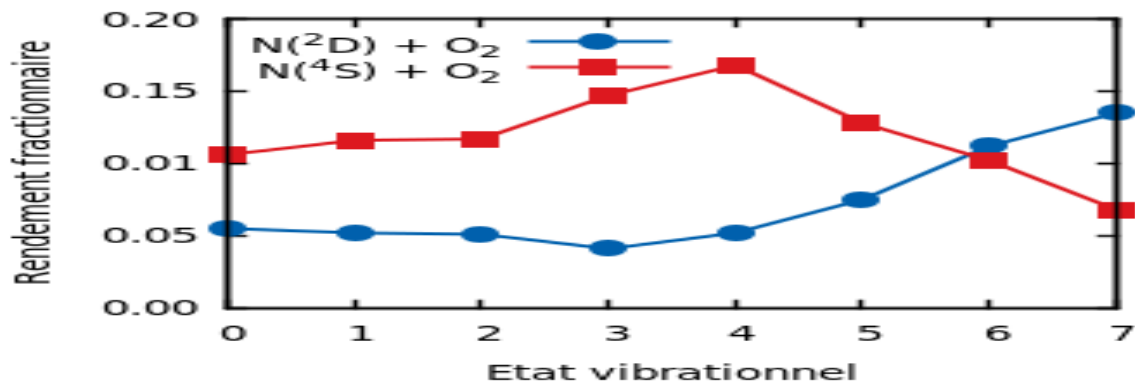


FIGURE 4.2 – Le rendements fractionnaire des réactions chimiques $N(^2D) + O_2$ et $N(^4S) + O_2$ de production de $NO(0 \leq v \leq 7)$ (Miquel *et al.*, 2003; Sultanov et Balakrishnan, 2006).

Production par impact électronique

La production par impact électronique sur $NO(v=0)$ se calcule à partir de la connaissance du flux stationnaire des électrons suprathermiques $\phi(z, E, \Omega)$. Il est clair, comme nous l'avons annoncé dans les paragraphes précédents (section 2.1.2) que ϕ est obtenu à partir de l'équation cinétique du transport vertical des électrons (équation de Boltzmann) dans l'ionosphère terrestre. Pour résoudre cette équation, nous avons utilisé le code Transolo, développé par J. Lilensten lors de sa thèse de doctorat (Lilensten, 1989), et depuis appliqué à de nombreuses planètes : Titan, Mars, ... (Lilensten *et al.*, 2005; Nicholson *et al.*, 2009). La production des états excités $NO(v)$ est calculée selon :

$$P_{imp}^{NO(v)}(z) = 2\pi N_{NO(v=0)} \int_{-1}^{+1} d\mu \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \sigma_{imp}^{NO(v)}(E) \phi(z, E, \Omega) \quad (4.8)$$

où $\sigma_{imp}^{NO(v)}$ est la section efficace d'excitation vibrationnelle due aux impacts électroniques sur $NO(v=0)$. Elle est donnée par Laporta *et al.* (2012).

4.2.2 Perte de $NO(v)$

Cascade radiative : $NO(v) \longrightarrow NO(v' \leq v) + h\nu$

Ce mécanisme correspond à la désexcitation spontanée d'un état élevé v de NO vers des états plus bas v' : $NO(v) \longrightarrow NO(v' \leq v) + h\nu$, qui résulte généralement de deux transitions principales : $\Delta v = 1$ et $\Delta v = 2$. Pour les niveaux plus élevés : $v \geq 4$, il y a donc transition de niveaux, mais on ne peut pas arriver directement au niveau fondamental $v = 0$ qu'avec une succession de cascades : $\Delta v = 1$ ou $\Delta v = 2$. Pour déterminer le taux de perte de $NO(v)$: $L_{radiative}^{NO(v)}$ (s^{-1}) due au cascade radiative, nous avons donc utilisé les coefficients d'Einstein $A_{v,v'}$ (voir tableau 4.2), donnée par Rawlins *et al.* (1998). On a alors :

$$L_{radiative}^{NO(v)} = \sum_{v' < v} A_{v,v'} \quad (4.9)$$

Etat vibrationnel	$A_{\Delta v=1} (s^{-1})$	$A_{\Delta v=2} (s^{-1})$
0	0,000	0,000
1	12,396	0,000
2	17,901	0,786
3	22,974	1,534
4	27,637	2,489
5	31,911	3,630
6	35,816	4,932
7	39,374	6,372

TABLE 4.2 – Coefficients d’Einstein des transitions permises $\Delta v = 1$ et $\Delta v = 2$ de $NO(v)$ (Rawlins *et al.*, 1998).

Désexcitation collisionnelle (quenching) : $NO(v) + O \longrightarrow NO(v' \leq v) + O$

Dans ce cas, la désexcitation de $NO(v)$ est provoquée par une collision avec l’oxygène atomique : $NO(v) + O \longrightarrow NO(v' \leq v) + O$, qui conduit à une conversion de l’énergie électronique d’un niveau v en énergie cinétique. Dans ce mécanisme, un niveau plus élevé : $v \geq 4$ peut arriver directement au niveau fondamental : $v = 0$, et peut encore passer par une succession des désexcitations.

La constante de réaction (4.2) est obtenue à partir de la connaissance de constante de la réaction de désexcitation collisionnelle de $NO(v = 1)$ par l’oxygène atomique et de considérer une distribution de Maxwell-Boltzmann ($\approx e^{-h\nu_{10}/K_B T}$) entre la population du niveau fondamental $NO(v = 0)$ et celle du niveau excité $NO(v = 1)$. Plusieurs valeurs de cette constante de réaction ont été présentées dans des études ultérieures, en particulier les valeurs : $6,5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ de Fernando et Smith (1979) ; $2,8 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ de Duff et Sharma (1997) ; $4,2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ de Hwang *et al.* (2003) ; $2,1 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ de Caridade *et al.* (2008). Dans notre étude, nous avons utilisé une interpolation (pour des températures entre 298 et 1500 K) par spline cubique pour les valeurs de la constante de réaction $k_{v,v'}$ données par : Caridade *et al.* (2008, 2018) (figure 4.3). Pour les états vibrationnels $1 \leq v \leq 7$, le taux de perte correspondant au $NO(v)$ s’écrit alors :

$$L_{quenching}^{NO(v)} = \sum_{v' < v} k_{v,v'} N_O \quad (4.10)$$

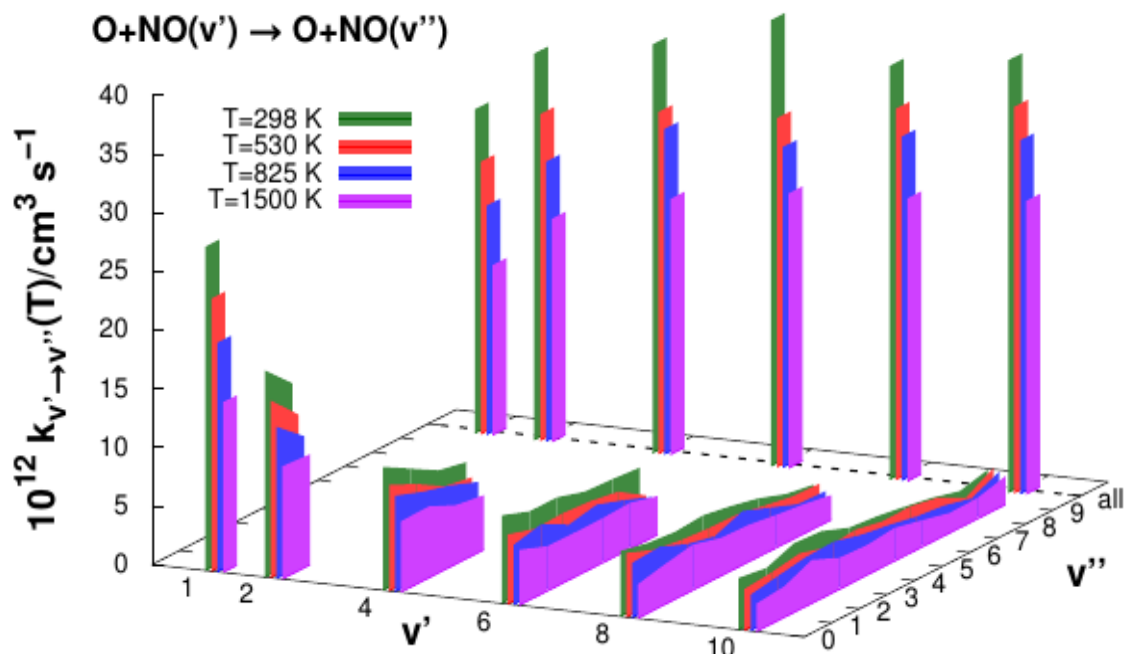
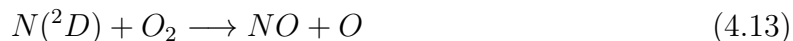
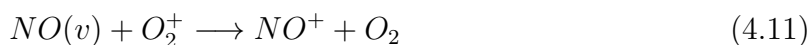


FIGURE 4.3 – Valeurs de la constante de réaction $k_{v',v''}$ pour différentes températures (Caridade *et al.*, 2018).

Echange de charge : $NO(v) + O_2^+ \longrightarrow NO^+ + O_2$

La réaction d'échange de charge entre O_2^+ et NO est un mécanisme important de perte pour NO à une altitude d'environ 110 km (durant la journée) (Yonker, 2013). Cette réaction conduisant à la destruction de NO , il s'agit principalement de la première étape d'une séquence des réactions suivantes :



Ce cycle catalytique correspond à un mécanisme de perte de NO à cause de deux raisons purement liées à la production de $N(^4S)$: la recombinaison dissociative de l'ion NO^+ ($NO^+ + e^- \longrightarrow N(^4S) + O$) puisque l'on conduit à une production de $N(^4S)$ avec une efficacité d'environ 5% (Hellberg *et al.*, 2003) et la désexcitation collisionnelle de $N(^2D)$ ($N(^2D) + O(^3P) \longrightarrow N(^4S) + O$) qui nous pouvons évaluer à 15% (Yonker, 2013). On

aboutit donc à un schéma réactionnel associé à la perte de 20% des molécules de NO .

Destruction de NO(v) par $N(^4S)$: $NO(v) + N(^4S) \longrightarrow N_2 + O$

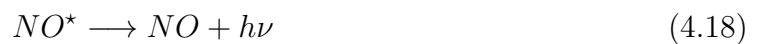
La réaction entre NO et $N(^4S)$ joue un rôle important dans la chimie thermosphérique, c'est une réaction entre deux éléments très actifs. Il est notable que la durée de vie chimique et la densité de NO sont en relation contraire avec celles de $N(^4S)$ (Yonker, 2013). C'est le cas, par exemple, dans l'atmosphère à midi, où la densité de NO domine celle de $N(^4S)$ en dessous d'environ 140 km, par contre $N(^4S)$ domine au-dessus (Yonker, 2013). On en déduit alors que la réaction (4.14) est un mécanisme important de destruction de NO dans la région où la densité de $N(^4S)$ domine. La constante de réaction utilisé pour calculer le taux de perte associé à cette réaction est donnée par Sander *et al.* (2006).



4.3 Création et destruction des états NO(A ; B ; C)

Nous considérons ici que la source principale de production des états NO($A^2\Sigma^+$; $B^2\Pi$; $C^2\Pi$), est l'impact électroniques, et comme on l'a vu dans le paragraphe (4.2.1), la modélisation de cette production fait appel à la résolution de l'équation de transport cinétique pour les électrons suprathermiques. Les sections efficaces utilisées sont celles de Brunger *et al.* (2000).

La désexcitation de ces états est provoquée par une collision avec une particule du milieu (électrons et espèces neutres) et l'émission spontanée. Le schéma réactionnel considéré est le suivant (Ferdì *et al.*, 2021) :



où NO^* et M représentent respectivement les états excités : $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et les espèces neutres : $O_2; O; N_2; N$. Les mécanismes réactionnels et collisionnels impliquant ces états sont résumés dans le tableau (4.3).

Numéro	Réaction	Constante de réaction ($cm^3.s^{-1}.Mol^{-1}$)	Référence
1	$NO(A^2\Sigma^+) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$5.20 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov <i>et al.</i> , 1998)
2	$NO(A^2\Sigma^+) + e^- \longrightarrow NO(B^2\Pi) + e^-$	$2.88 \times 10^{16}T^{-0.62}exp(-18839/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
3	$NO(A^2\Sigma^+) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + h\nu$	$5 \times 10^6 s^{-1}$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
4	$NO(A^2\Sigma^+) + e^- \longrightarrow NO(C^2\Pi) + e^-$	$1.64 \times 10^{17}T^{-0.8}exp(-15550/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
5	$NO(A^2\Sigma^+) + e^- \longrightarrow NO^+ + 2e^-$	$8.19 \times 10^{16}T^{-0.23}exp(-46606/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
6	$NO(B^2\Pi) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$6.40 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov <i>et al.</i> , 1998)
7	$NO(B^2\Pi) + e^- \longrightarrow NO(C^2\Pi) + e^-$	$3.98 \times 10^{15}T^{-0.65}exp(-13463/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
8	$NO(B^2\Pi) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + h\nu$	$3.33 \times 10^5 s^{-1}$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
9	$NO(B^2\Pi) + e^- \longrightarrow N(2D) + O + e^-$	$2.14 \times 10^9T^{1.9}exp(-36991/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
10	$NO(B^2\Pi) + e^- \longrightarrow NO^+ + 2e^-$	$3.16 \times 10^{12}T^{0.54}exp(-22789/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
11	$NO(C^2\Pi) + M \longrightarrow NO(X^2\Pi) + M$	$7.56 \times 10^{12}T^{0.5}$	(Gorelov <i>et al.</i> , 1998)
12	$NO(C^2\Pi) \longrightarrow NO(X^2\Pi) + h\nu$	$3.33 \times 10^7 s^{-1}$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)
13	$NO(C^2\Pi) + e^- \longrightarrow NO^+ + 2e^-$	$2.49 \times 10^{17}T^{0.35}exp(-34906/T)$	(Starik <i>et al.</i> , 2009)

TABLE 4.3 – Mécanismes réactionnels des états $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ dans la haute atmosphère.

4.4 Calcul des densités de $NO(v)$ et $NO(A; B; C)$

Dans cette thèse, un modèle de thermosphère-ionosphère auto-consistant (voir figure 4.4) et dépendant du temps a été élaboré pour la région de la haute atmosphère, entre 80 et 200 km , la région où les constituants neutres (avec leurs états excités) se couplent avec le plasma ionosphérique, soit par des processus locaux associés aux collisions (échange de charge, recombinaison, désexcitation, ...), soit par des processus globaux (diffusion moléculaire, diffusion turbulente) associés au transport qui ont contrôlé l'évolution avec l'altitude. Nous avons résolu simultanément les équations de continuité des ions majoritaires : $O_2^+; N_2^+; NO^+; O^+; N^+$, des atomes d'azote : $N(4S); N(2D)$ et des états vibrationnels : $NO(1 \leq v \leq 7)$. L'équation d'évolution de la densité n_j de l'espèce, notée j , s'écrit (Bailey *et al.*, 2002) :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = P_T^j - L_j n_j - \frac{\partial}{\partial z}(n_j v_j) \quad (4.19)$$

où P_T^j est le taux de production total, L_j est le taux de perte due aux réactions chimiques. Nous considérerons ici que le transport horizontal est négligeable devant le transport

vertical, comme suggéré par [Bailey et al. \(2002\)](#). De fait, cette approche limite la validité du modèle en vigueur aux cas des très basses latitudes (régions équatoriales) où les lignes du champ magnétiques ne peuvent pas piéger les ions car le champ magnétique devient horizontal, alors la présence des vents neutres et du champ électrique horizontal, entraîne une dérive horizontale des ions ([Kelley, 2009](#)). La vitesse verticale v_j prend la forme suivante :

$$v_j = -D_j \left(\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{1}{H_j} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) - K_z \left(\frac{1}{n_j} \frac{\partial n_j}{\partial z} + \frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (4.20)$$

où T , D_j , K_z , H_j et H sont respectivement la température (des ions et des neutres), le coefficient de diffusion moléculaire, le coefficient de diffusion turbulente, la hauteur d'échelle individuelle et la hauteur d'échelle équivalente de l'atmosphère.

Le coefficient de diffusion moléculaire est calculé pour chaque espèce, nous avons considéré les collisions neutre-neutre et ion-neutre dans une atmosphère constituée principalement de : N_2 ; O_2 ; O , qui sont les espèces majoritaires de la région entre 80 et 200 km. Nous n'avons pas inclus les collisions avec les espèces minoritaires dans cette région car leur contribution à la vitesses verticale est faible ([Schunk et Nagy, 2009](#)). Pour calculer les coefficients de diffusion moléculaire, nous avons utilisé la technique développée par [Pavlov \(2019\)](#) pour : $N(^4S)$; $N(^2D)$; $\text{NO}(1 \leq v \leq 7)$ et celle de [Schunk et Nagy \(2009\)](#) pour : O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ ; O^+ ; N^+ (pour plus de détail, voir : [Pavlov \(2019\)](#); [Schunk et Nagy \(2009\)](#)).

Dans le calcul qui précède, le coefficient de diffusion turbulente est déterminé à partir de la procédure proposée par [Vlasov et Kelley \(2014\)](#). Cette dernière est basée sur l'équation de continuité des constituants chimiquement inertes dans la thermosphère, comme He et Ar . Si nous négligeons la contribution de la chimie, l'équation de continuité se réduit à la diffusion qui impose :

$$\frac{\partial(N_{He,Ar} v_{He,Ar})}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[D_{He,Ar} \left(\frac{\partial N_{He,Ar}}{\partial z} + \frac{N_{He,Ar}}{H_{He,Ar}} + \frac{N_{He,Ar}}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[K_z \left(\frac{\partial N_{He,Ar}}{\partial z} + \frac{N_{He,Ar}}{H} + \frac{N_{He,Ar}}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (4.21)$$

où $N_{He,Ar}$ est la densité de He (ou Ar), $D_{He,Ar}$ est le coefficient de diffusion moléculaire de He (ou Ar) et $H_{He,Ar}$ est la hauteur d'échelle de He (ou Ar). Le coefficient de diffusion turbulente K_z est déterminé à partir de ce modèle, qui est basé sur les paramètres

de l'atmosphère neutre (température et densité des composants neutres) données par le modèle empirique NRLMISIS-00 (voir la section 3.2).

Dans ce modèle 1D, qui est constitué d'une équation cinétique du transport vertical des électrons suprathermiques couplée avec des équations de transport fluide (équations de continuité), on résout numériquement le système des équations de continuité couplées pour les ions positifs (O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ ; O^+ ; N^+) et les espèces neutres ($N(^4S)$; $N(^2D)$; $NO(1 \leq v \leq 7)$), avec une résolution temporelle de 5 min et spatiale de 1 km. La méthode numérique adaptée à la résolution de ces équations est détaillée dans l'annexe (D).

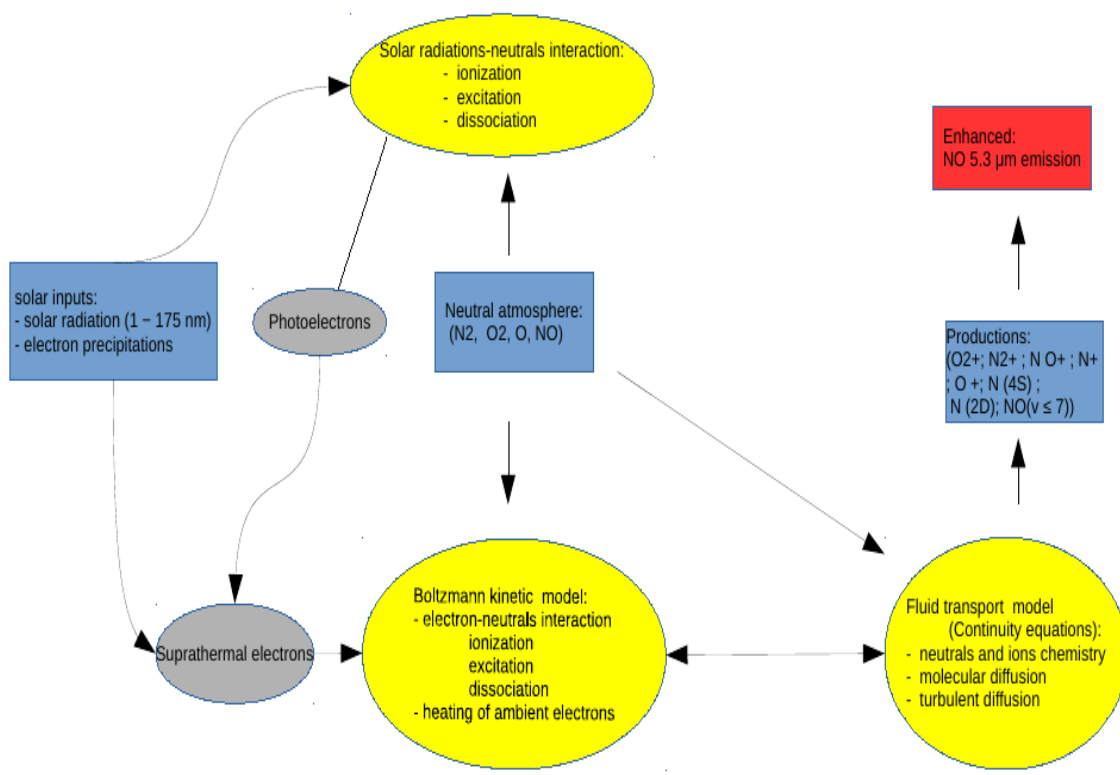


FIGURE 4.4 – Schéma décrivant le modèle de l'émission de NO à 5,3 μm (Bouziane *et al.*, 2022a,b)

Les états excités $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ ont généralement des durées de vie très courtes particulièrement dans la région entre 90 et 160 km, leurs durées de vie sont respectivement 2×10^{-7} , 3×10^{-6} et 3×10^{-8} s (Ferdi *et al.*, 2021). Dans ce cas, on peut négliger le transport fluide de ces états excités et en considérant ainsi que les mécanismes locaux, production par impact électronique et perte par réactions chimiques. Cette équation de continuité simplifiée est résolue numériquement par le schéma d'Euler explicite avec les

discrétisations $\Delta z = 1 \text{ km}$ et $\Delta t = 10^{-8} \text{ s}$. Pour plus d'informations sur ce modèle, voir [Ferdinand et al. \(2021\)](#).

Nous disposons ici des équations de continuité qui ne permettent pas de déterminer la densité électronique n_e , une hypothèse supplémentaire est utilisée pour calculer cette densité, l'hypothèse de quasi-neutralité ([Schunk et Nagy, 2009](#)) : $n_e = \sum_j n_j^+$.

4.5 Résultats et discussions

Dans cette partie, notre étude se concentre sur la structure verticale des états vibrationnels $NO(v)$ (entre 80 km et 200 km) et des états électroniques $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ (entre 90 et 160 km). Pour l'excitation vibrationnelle, nous allons présenter deux exemples sur les sorties de notre modèle (taux de production ; taux de perte ; densités ; TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$) : un exemple pour une ionosphère diurne à un temps local (TL) donné à la région ($30, 25^0 \text{ N}$, $22, 88^0 \text{ W}$) ; le 10 juillet 2012 et un autre exemple pour des conditions solaires actives : tempête géomagnétique observée à la région d'Irkutsk ($52, 00^0 \text{ N}$, $104, 00^0 \text{ E}$) ; le 20 novembre 2003. Aussi, nous allons étudier les variations diurnes des états excités $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et leurs sensibilité aux précipitations électroniques.

4.5.1 Variations journalières des niveaux vibrationnels $NO(v)$

La modélisation des états vibrationnels $NO(v)$ nécessite de disposer d'un modèle d'atmosphère neutre. Nous avons vu au chapitre 3 (section 3.2) que les modèles NRLMSISE-00 et NOEM sont utilisés comme des entrées dans notre modèle, ils fournissent les densités des neutres pour une atmosphère imposée. La figure (4.5) montre les profils verticaux de la densité des neutres majoritaires : N_2 ; O_2 ; O et minoritaires : NO ; $N(^4S)$; $N(^2D)$ correspondant aux modèles NRLMSISE-00 et NOEM à $13 :00 \text{ TL}$ (le 10 juillet 2012), en région ($30, 25^0 \text{ N}$, $22, 88^0 \text{ W}$). On note que pour toute altitude en dessous de 140 km , la densité des atomes d'azote : $N(^4S)$; $N(^2D)$ est fortement diminuée à cause de la production de $NO(0 \leq v \leq 7)$ via les réactions : $N(^4S) + O_2$ et $N(^2D) + O_2$ ([Yonker, 2013](#)).

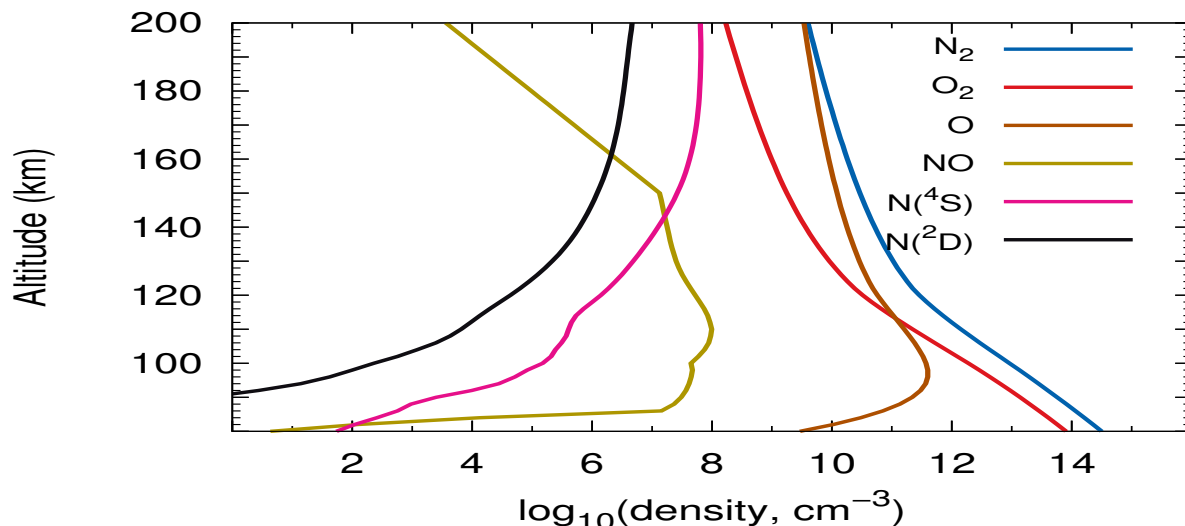


FIGURE 4.5 – Profils verticaux de la densité des neutres correspondant aux modèles NRLMSISE-00 et NOEM à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), en région (30, 25⁰ N, 22, 88⁰ W).

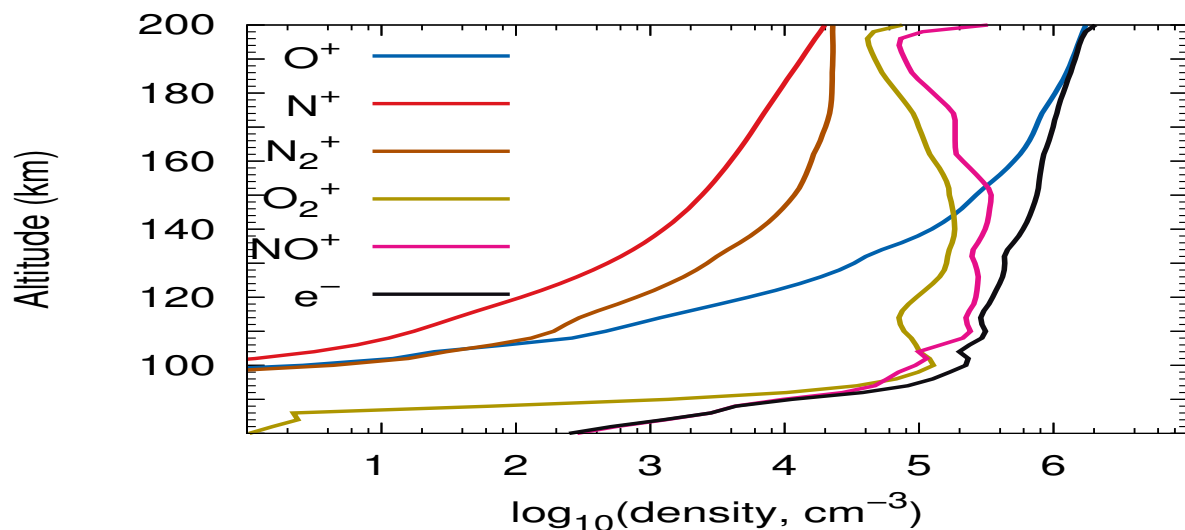


FIGURE 4.6 – Profils verticaux des densités ioniques entre 80 et 200 km à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), en région (30, 25⁰ N, 22, 88⁰ W).

La structure verticale des ions positifs : O₂⁺ ; N₂⁺ ; NO⁺ ; N⁺ ; O⁺ dans la région de thermosphère, entre 90 et 200 km, se divise en deux régions bien distinctes :

La première correspond à la région E qui s'étend de 90 à 150 km. La figure (4.6) montre que cette région est dominée par les ions O₂⁺ et NO⁺ en raison de leurs mécanismes de perte (recombinaison électronique et échange de charge) relativement lents (Schunk et Nagy, 2009). Par contre, dans le cas des ions N₂⁺ et O⁺, leurs densités devenant de plus

en plus faibles car les mécanismes d'échange de charge avec O_2 et NO associés à ces ions, sont prépondérants (Schunk et Nagy, 2009). La densité ionique totale (ou la densité électronique) dans cette région, est de l'ordre de 10^5 cm^{-3} (figure 4.6).

La seconde correspond à la partie de la région F (entre 150 et 200 km), où l'ion O^+ est l'espèce majoritaire. En particulier, l'augmentation de l'ion O^+ est liée non seulement à la réduction des processus de perte (recombinaison moléculaire avec N_2 et O_2), mais également à la diffusion qui affecte la densité de cet ion. La densité ionique totale est d'environ 10^6 cm^{-3} (figure 4.6).

La difficulté que l'on rencontre avec la partie de la région D (entre 80 et 90 km) est la chimie des ions négatifs. Dans le modèle que nous avons présenté, l'ion NO^+ est considéré comme le seul ion (ionosphère monocomposante) à ces altitudes (voir figure 4.6). Ceci permet d'expliquer, d'une manière simplifiée, la structure particulière de cette région (Schunk et Nagy, 2009).

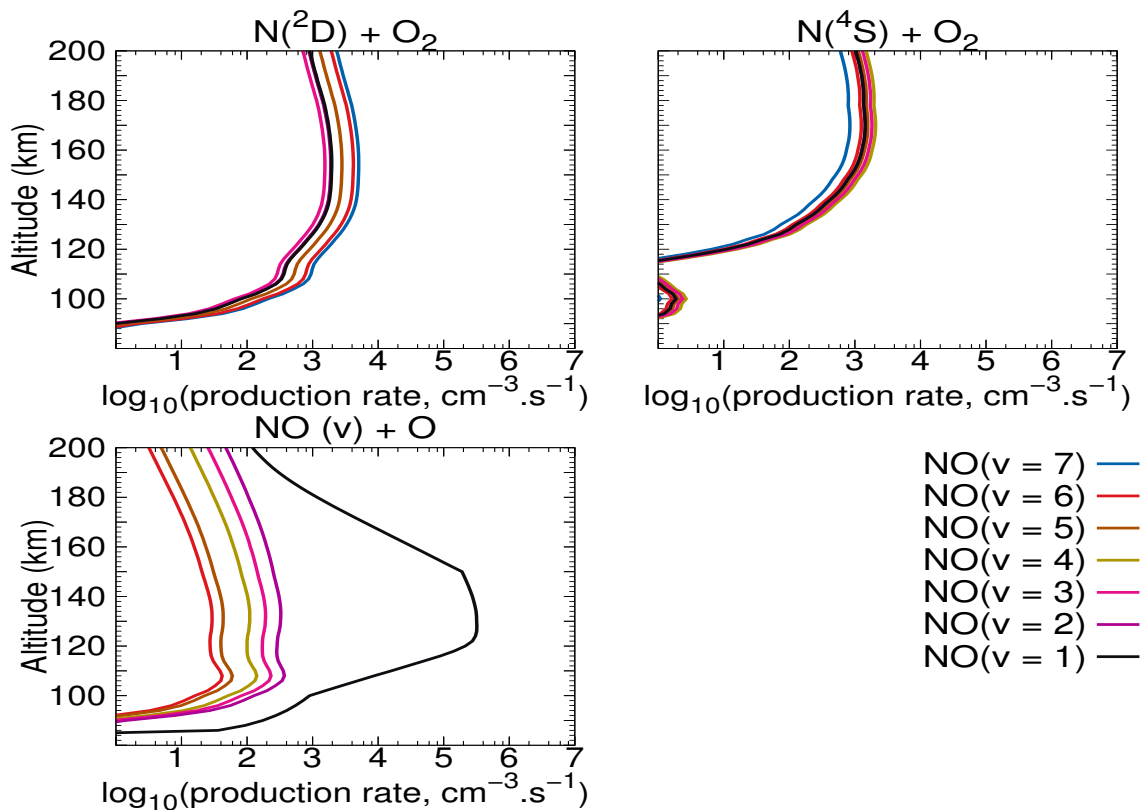


FIGURE 4.7 – Profils des taux de production de $NO(v)$ correspondant aux différents processus chimiques : $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v \leq 7) + O$; $N(^4S) + O_2 \rightarrow NO(v \leq 7) + O$; $NO(v) + O \rightarrow NO(v') + O$ à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), en région (30, 25° N, 22, 88° W).

La figure (4.7) représente les profils verticaux des taux de production correspondant aux différents processus chimiques : $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO(v \leq 7) + O$; $N(^4S) + O_2 \rightarrow NO(v \leq 7) + O$; $NO(v) + O \rightarrow NO(v') + O$. La réaction chimique entre $N(^2D)$ et O_2 , est la source principale de la population $NO(2 \leq v \leq 7)$ dans la basse thermosphère, en dessous de 150 km car leur constante de réaction présente un maximum pour des températures proche de celle de la basse thermosphère (autour de 350 K) (Miquel *et al.*, 2003; Sultanov et Balakrishnan, 2006), et la conséquence est une excitation vibrationnelle ($NO(2 \leq v \leq 7)$) mise en jeu même pour ces faibles températures. À des altitudes supérieures à 150 km, la réaction entre $N(^4S)$ et O_2 devient importante (figure 4.7), en raison de l'activation énergétique de cette réaction par augmentation de température (Yonker, 2013).

Dans le cas de $NO(v = 1)$, la formation de cette molécule excitée provient principalement de l'excitation de $NO(v = 0)$ via la réaction chimique : $NO(v = 0) + O$ et la désexcitation collisionnelle des niveaux supérieurs $v \geq 2$ via $NO(v) + O \rightarrow NO(v' = 1) + O$.

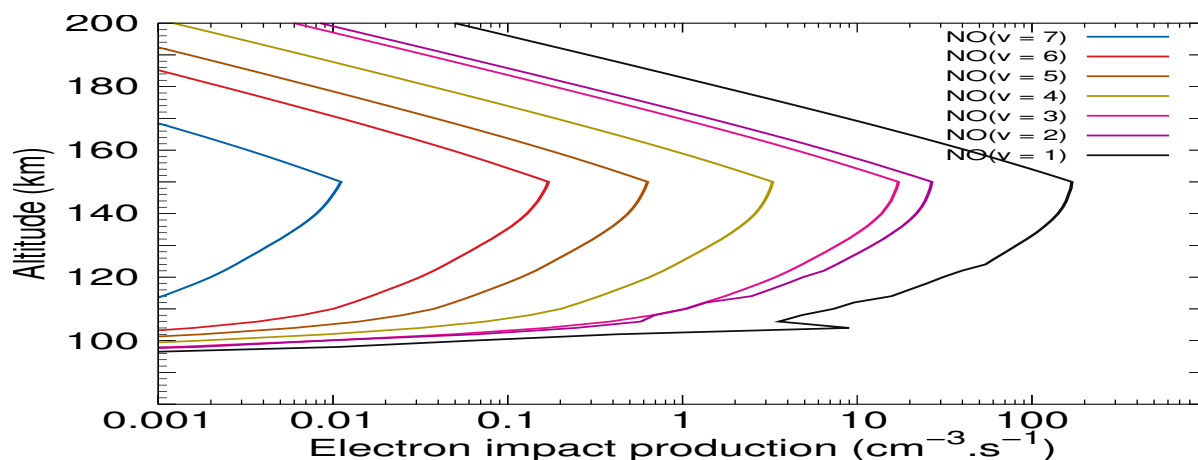


FIGURE 4.8 – Profils des taux de production de $NO(v)$ par impact électronique à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), en région ($30, 25^{\circ} N, 22, 88^{\circ} W$).

La figure (4.8) montre la production des états vibrationnels $NO(1 \leq v \leq 7)$ par impact électronique sur $NO(v = 0)$. Ainsi que nous l'avons mentionné dans la sous-section (4.2.1), cette production est proportionnelle à la densité de $NO(v = 0)$, à la section efficace d'excitation et de flux stationnaire des électrons. La production de $NO(v = 1)$ est dominante avec un pic de $169 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($\approx 150 \text{ km}$), à cause de leur plus grande sections efficace par rapport aux autres niveaux vibrationnels (Laporta *et al.*, 2012).

Les figures (4.9) et (4.10) représentent respectivement le taux de perte chimique de l'espèce $NO(v)$ et leur densité dans la région de mésosphère-thermosphère (de 80 à 200 km). Ces figures indiquent que l'augmentation de la densité de $NO(v)$ est due à l'augmentation du taux de production correspondant (voir figure 4.7), qui est suivie par une réduction du taux de perte. Les valeurs les plus élevées de ce dernier sont obtenues près du pic de O (≈ 98 km) (figure 4.5), où, la désexcitation d'un état $NO(v)$ est provoquée par une collision avec O .

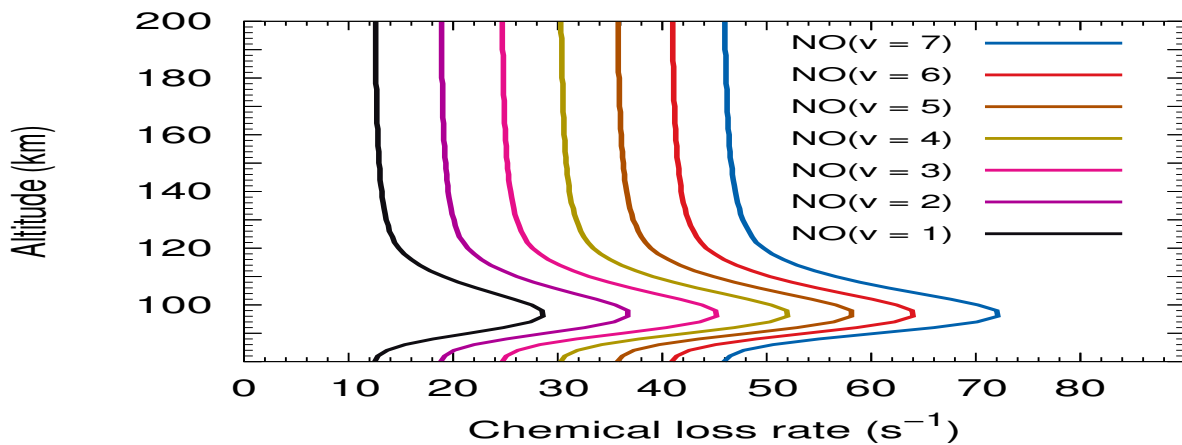


FIGURE 4.9 – Taux de perte chimique des niveaux $NO(v)$ dans la région 80 – 200 km, à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), ($30, 25^{\circ}$ N, $22, 88^{\circ}$ W).

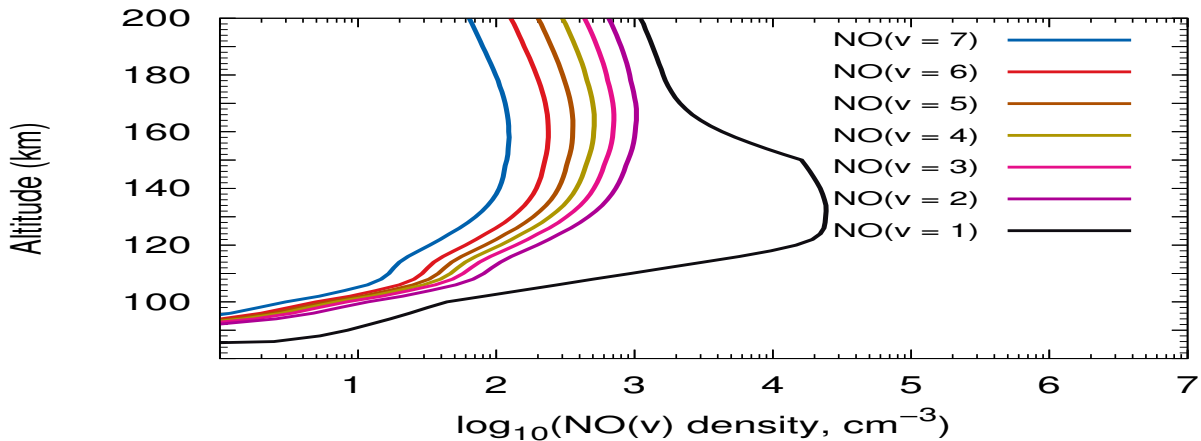


FIGURE 4.10 – Densité des niveaux $NO(v)$ dans la région 80 – 200 km, à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), ($30, 25^{\circ}$ N, $22, 88^{\circ}$ W).

Dans une ionosphère diurne, le comportement de la thermosphère est soumis à des fortes variations dues principalement à la variation temporelle d'éclairement solaire, où la production des espèces excitées et ionisées est contrôlée par les processus d'échange

d'énergie tels que la photoabsorption, la photodissociation et l'impact électronique. Par conséquent, une variation de l'angle solaire zénithal (ou de l'éclairement solaire) dans cette région peut induire des variations importantes de la densité des états excités $NO(v)$. Les figures (4.11) et (4.12) montrent les profils calculés de la densité d'état $NO(v = 1)$ et le TEV de NO à $5,3 \mu m$, qui sont obtenues par notre modèle pour une période de 7 :18 (lever du soleil) à 21 :13 (coucher du soleil) TL. Ici, la densité de chaque état est calculée avec une résolution temporelle de 5 min et spatiale de 1 km . Le TEV de NO à $5,3 \mu m$ peut croître jusqu'à $1,26 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-3}.s^{-1}$ dans la partie de la région E ($132 - 140 \text{ km}$) pour un éclairement au zénith (midi local : entre 13 :30 et 14 :30 TL).

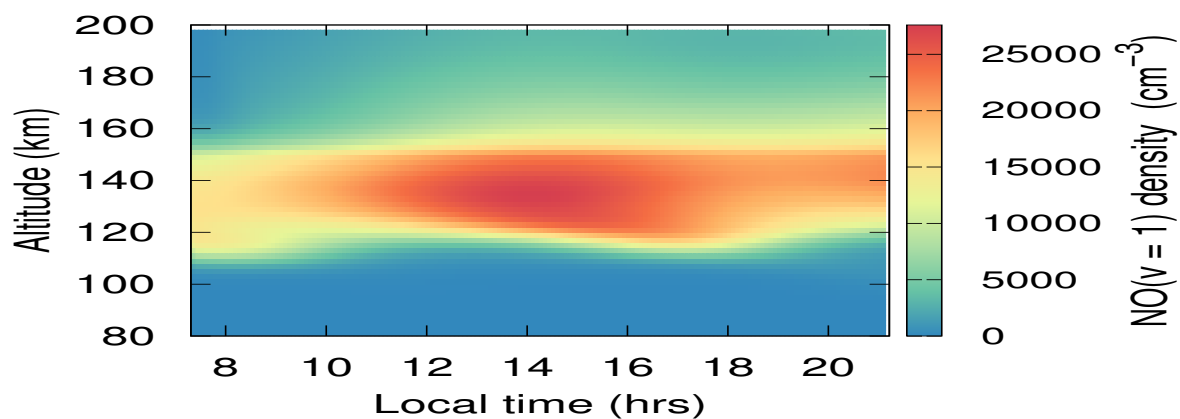


FIGURE 4.11 – Variation journalière de la densité d'état $NO(v = 1)$ dans la région $80 - 200 \text{ km}$, le 10 juillet 2012, ($30, 25^{\circ} \text{ N}$, $22, 88^{\circ} \text{ W}$).

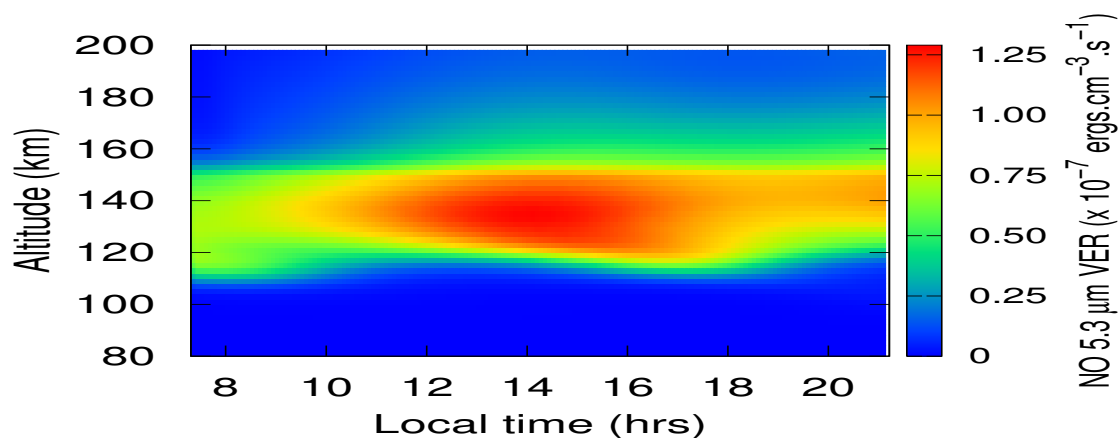


FIGURE 4.12 – Variation journalière de TEV de NO à $5,3 \mu m$ dans la région $80 - 200 \text{ km}$, le 10 juillet 2012, ($30, 25^{\circ} \text{ N}$, $22, 88^{\circ} \text{ W}$).

4.5.2 Sensibilité de l'émission vibrationnelle de NO aux paramètres des précipitations électroniques

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet des particules accélérées lors d'une tempête géomagnétique (précipitations électroniques) sur la haute atmosphère. Nous prendrons pour commencer l'exemple de la tempête géomagnétique observée à Irkutsk ($52,00^{\circ} N$, $104,00^{\circ} E$), le 20 novembre 2003 (Mishin *et al.*, 2018; Leonovich *et al.*, 2019).

La figure (4.13) montre la variation temporelle d'énergie moyenne et de flux intégré d'énergie à une altitude de 700 km pour des précipitations électroniques observées à Irkutsk, le 20 novembre 2003. Ces deux paramètres sont utilisées comme entrées dans notre modèle pour estimer le flux initial des électrons précipités suivant une loi de distribution de Maxwell, une description détaillée de la même manière que celle de Leonovich *et al.* (2019).

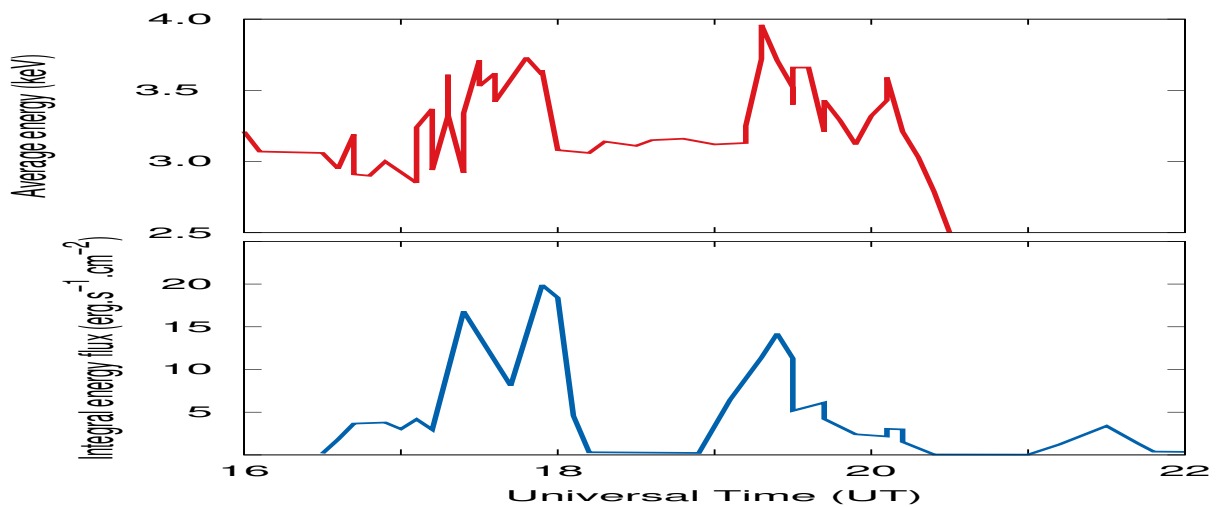


FIGURE 4.13 – Paramètres des précipitations électroniques (énergie moyenne et flux intégré d'énergie) observées lors d'une tempête géomagnétique, à Irkutsk, le 20 novembre 2003 (Mishin *et al.*, 2018; Leonovich *et al.*, 2019).

Les figures (4.14) et (4.15) montrent les résultats d'un calcul où le modèle en vigueur est exécuté pour des entrées énergétiques de précipitations électroniques à $16 :36$ et $17 :35$ TU (Temps Universel), où les flux intégrés d'énergie correspondant sont respectivement $1,83$; $13,90 \text{ erg.cm}^{-2}.s^{-1}$ et les énergies moyennes sont respectivement $3,0$; $3,5 \text{ keV}$, comme c'était prévu, les taux de production et les densités des espèces considérées augmentent

avec l'augmentation du flux intégré d'énergie des électrons précipités.

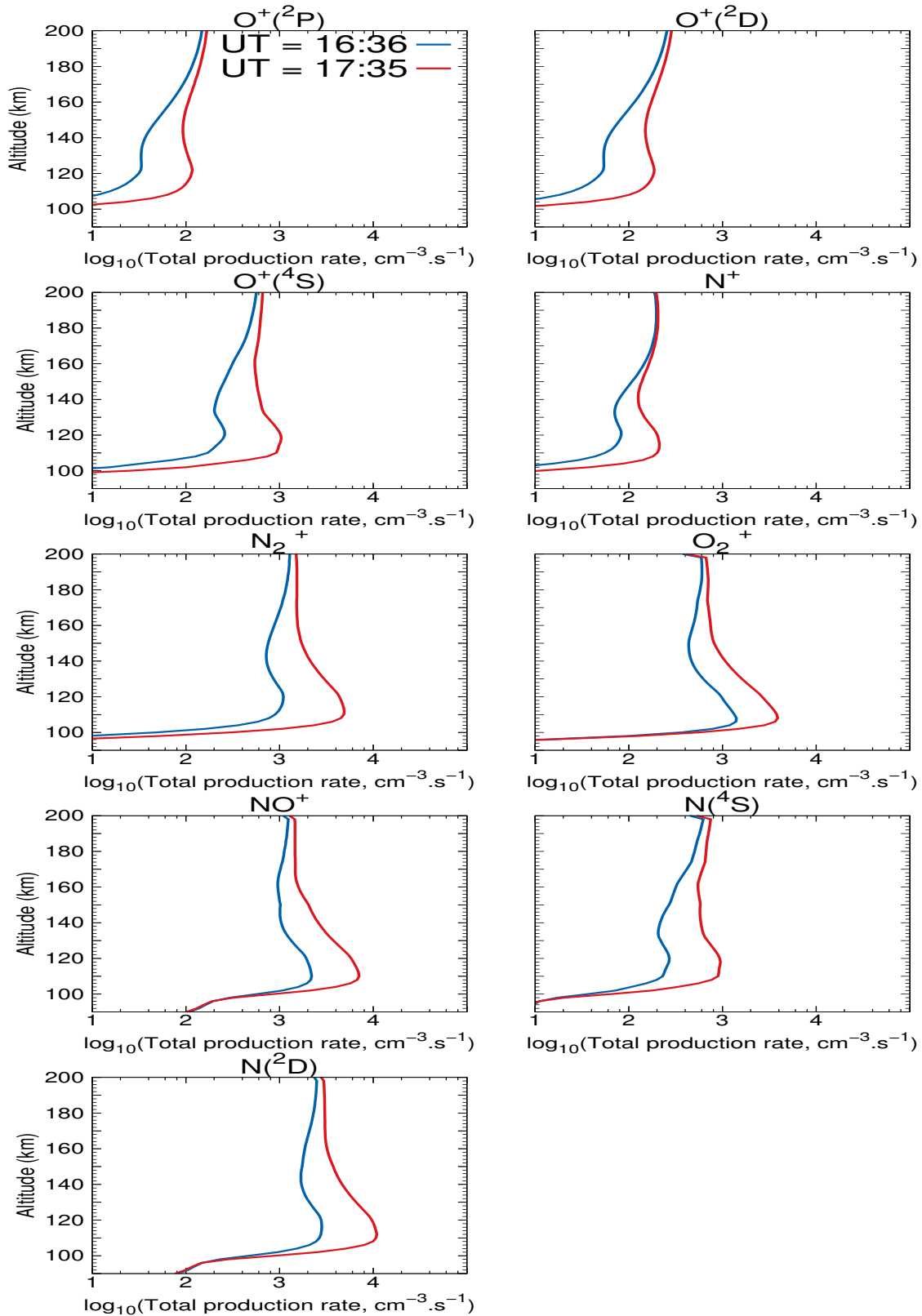


FIGURE 4.14 – Profils des taux de production totale à 16 :36 et 17 :35 TU, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

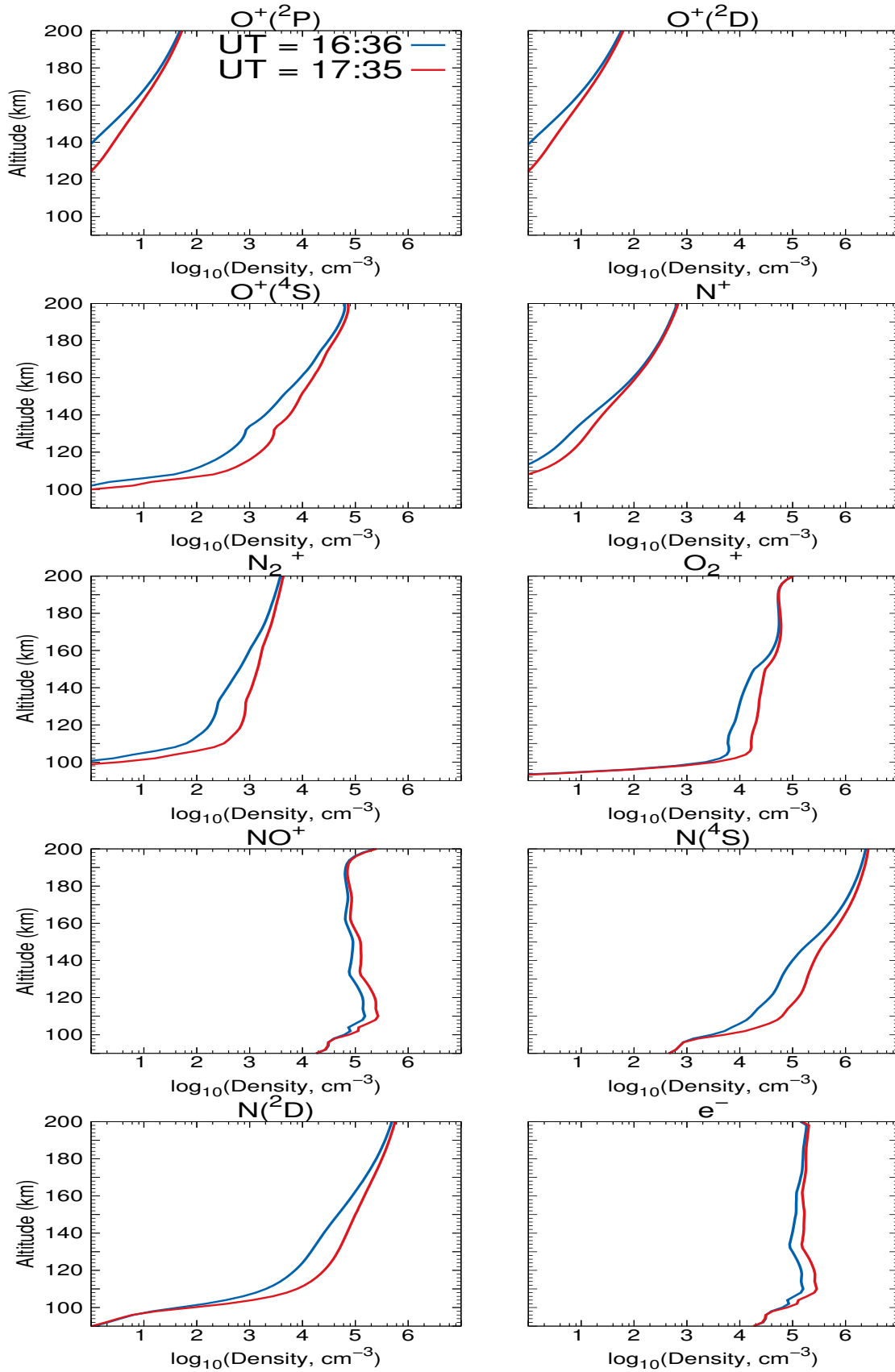


FIGURE 4.15 – Densités des ions majoritaires, des électrons et des atome d'azote : $\text{N}(^2\text{D})$; $\text{N}(^4\text{S})$ à 16 :36 et 17 :35 TU, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

La figure (4.16) montre en plus les taux de production de l'état $NO(v = 1)$, qui sont proportionnels à l'apport d'énergie (flux intégré d'énergie) des électrons précipités.

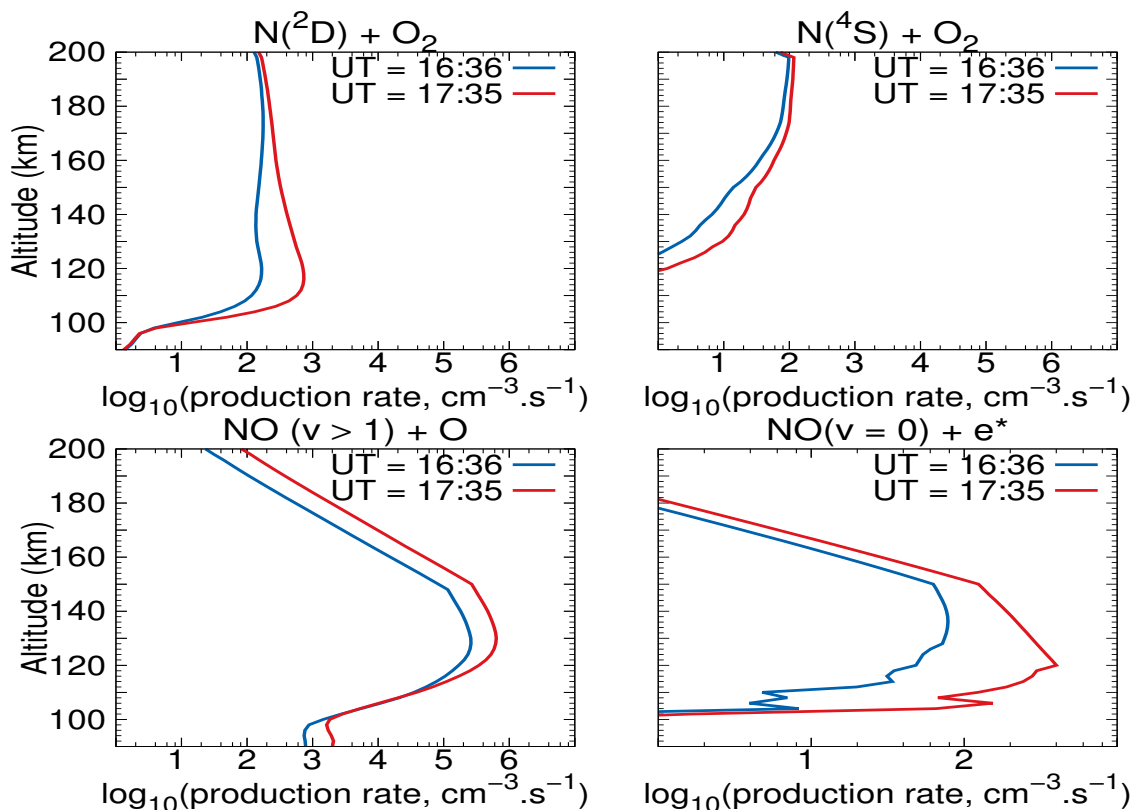


FIGURE 4.16 – Profils des taux de production de l'état $NO(v = 1)$ à 16 :36 et 17 :35 TU, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

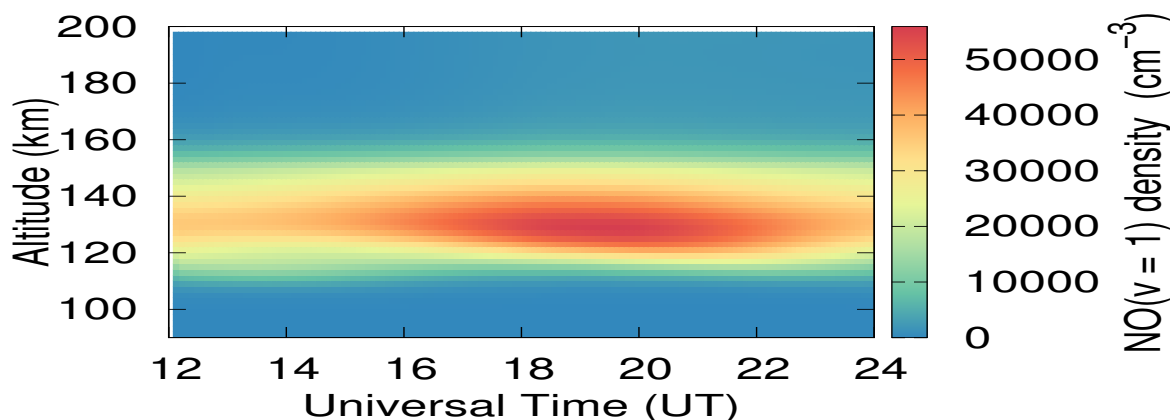


FIGURE 4.17 – Variation nocturne de la densité d'état $NO(v = 1)$ dans la région 80 – 200 km, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

Les variations nocturnes de densité d'état $NO(v = 1)$ et de TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$ dans la région 80 – 200 km et pendant la période 12 :00-24 :00 TU, sont représentés dans les

figures (4.17) et (4.18), respectivement. Le TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$ atteint sa valeur maximale d'environ $2,30 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pendant la période de tempête géomagnétique 16 :30-20 :30 TU.

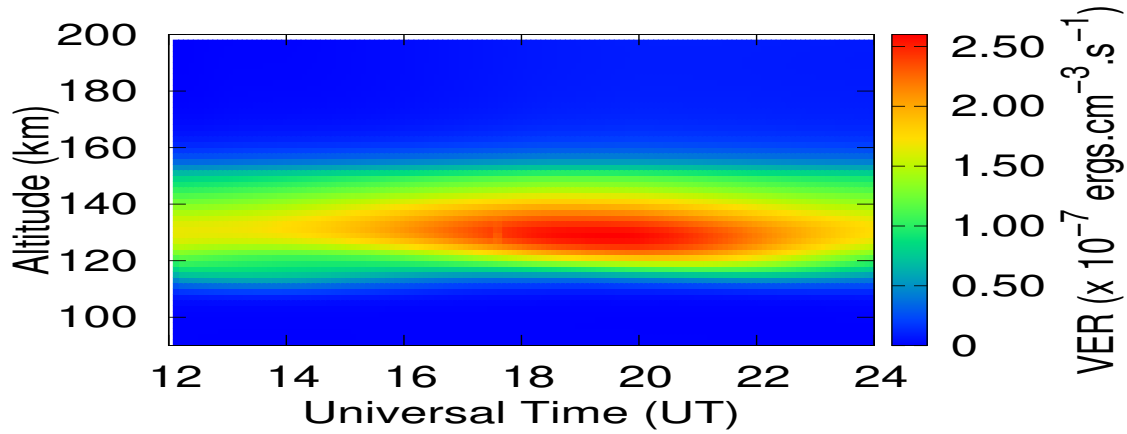


FIGURE 4.18 – Variation nocturne de TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$ dans la région $80 - 200 \text{ km}$, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

4.5.3 Variations diurnes des états excités NO(A ; B ; C)

Les variations diurnes des densités de NO($A^2\Sigma^+$; $B^2\Pi$; $C^2\Pi$) prédites par la résolution numérique, sont également représentées sur les figures (4.19, 4.20 et 4.21). On note que la densité de ces états excités est maximum autour de midi local car ils sont dus essentiellement aux collisions des photoélectrons avec NO.

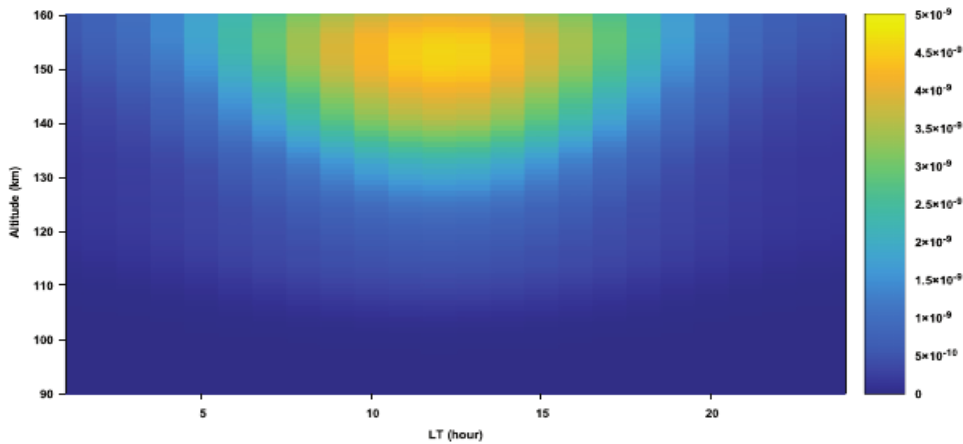


FIGURE 4.19 – Densité de l'état NO($A^2\Sigma^+$), calculée pour $F10.7 = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500 \text{ eV}$.

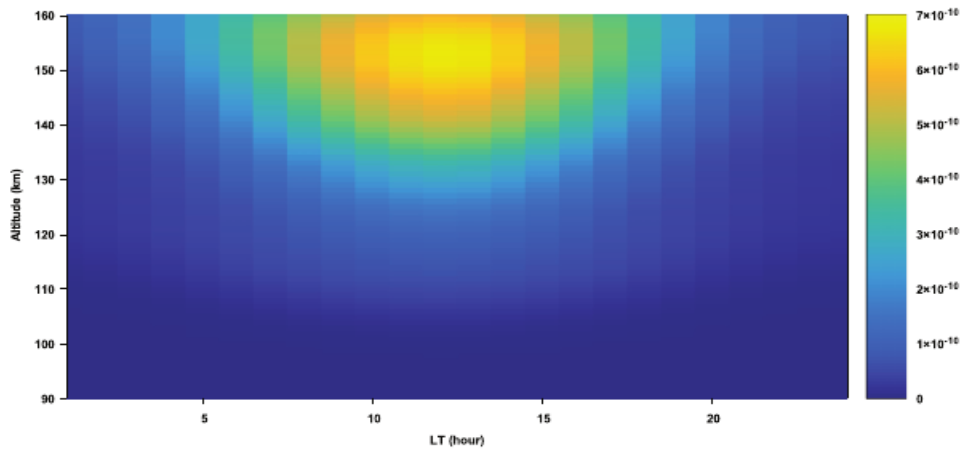


FIGURE 4.20 – Densité de l'état $NO(B^2\Pi)$, calculée pour $F10.7 = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV.

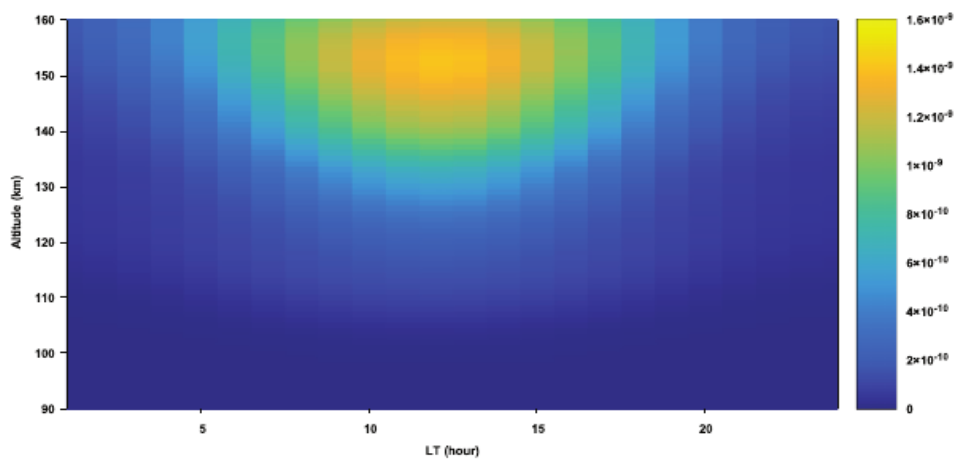


FIGURE 4.21 – Densité de l'état $NO(C^2\Pi)$, calculée pour $F10.7 = 150$, $A_p = 9$, $E_0 = 500$ eV.

4.5.4 Sensibilité de l'état excité $NO(C)$ aux précipitations électroniques

Dans cette partie, nous avons étudié l'effet de l'énergie moyenne des précipitations électroniques sur l'état $NO(C^2\Pi)$. On peut voir clairement le déplacement de l'altitude du maximum de production de $NO(C^2\Pi)$ en fonction de l'énergie moyenne E_0 (voir figure 4.22), où plus elle est élevée, plus l'excitation atteint des altitudes basses. On obtient donc une grandeur qui quantifie le pouvoir de pénétration des précipitations électroniques.

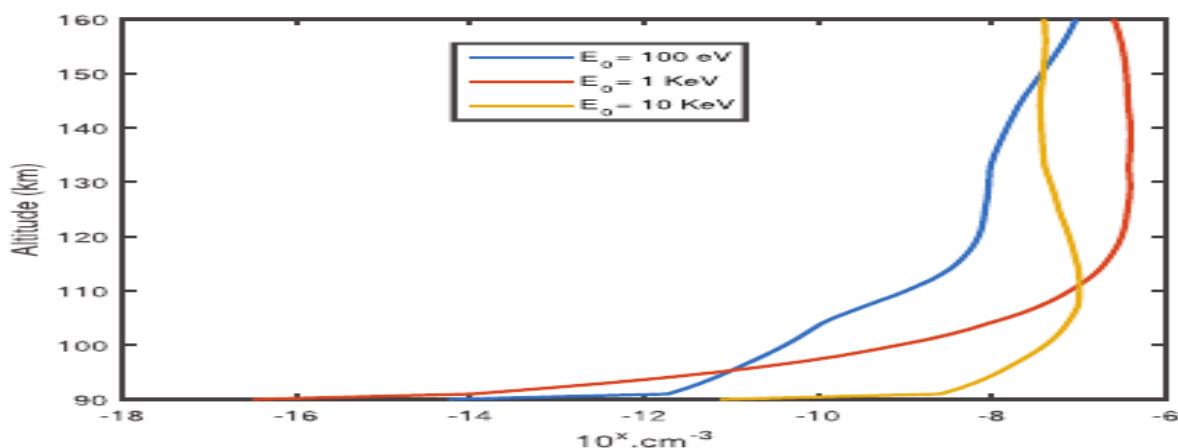


FIGURE 4.22 – Densité de l'état $NO(C^2\Pi)$, calculée pour $E_0 = 500 \text{ eV}$, 1 keV et 10 keV .

4.6 Validation et comparaison avec les données de satellite TIMED-SABER

L'objectif de cette partie est de vérifier les performances du modèle que nous avons développé à reproduire des mesures expérimentales de TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$ par le satellite TIMED-SABER. Pour cela, deux principaux types de données d'entrée ont été utilisés, à savoir : les données météorologiques durant la journée (température, densité des composants neutres et flux du rayonnement solaire), et les données énergétiques (énergie moyenne et flux intégré d'énergie) issues d'impacts électroniques, qui sont disponibles dans la littérature. Cette analyse est l'une des rares proches des observations à disposer de tous ces paramètres à la fois.

Dans l'analyse actuelle, nous avons utilisé les données (TEV de NO à $5,3 \mu\text{m}$) de la version 2.0 (level 2A) de l'instrument satellitaire SABRE, une version améliorée basée sur un facteur de correction (unfiltered factor) dépendant de l'appareil, qui tient compte de sa sensibilité d'observation des niveaux vibrationnels plus élevés $NO(v \geq 2)$, une description détaillée de ce facteur dans [Mlynczak et al. \(2005\)](#).

4.6.1 Comparaison avec des mesures réalisées durant la journée

Le modèle actuel nécessite d'une part l'utilisation des données journalières de température, densité des composants neutres et flux du rayonnement solaire, ces données sont

obtenues à partir des modèles semi-empiriques : NRLMSISE-00 ; NOEM ; EUVAC (voir les sections 3.2 et 3.3).

Une première validation a été effectuée sur la région test ($30, 25^{\circ} N$, $22, 88^{\circ} W$) à 13 :00 TL, le 10 juillet 2012. La comparaison de la simulation aux mesures de SABER effectuées au TEV de NO à $5,3 \mu m$ (figure 4.23) confirme la validité du modèle.

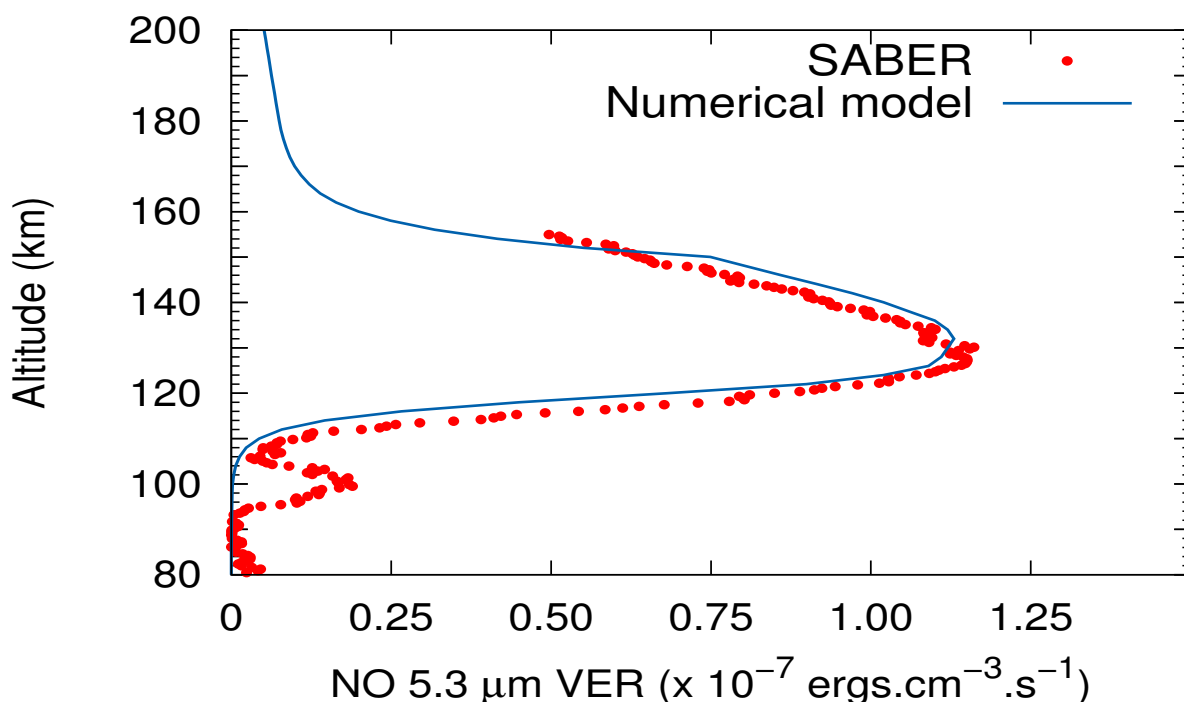


FIGURE 4.23 – Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de SABER effectuées au TEV de NO à $5,3 \mu m$ à 13 :00 TL (le 10 juillet 2012), ($30, 25^{\circ} N$, $22, 88^{\circ} W$).

Dans la seconde, notre modèle a également été validé pour la reproduction des observations de TEV de NO à $5,3 \mu m$ durant la journée pour différentes conditions des activités solaire et géomagnétique, les indices caractéristiques de ces dernières : $F10.7$; $\langle F10.7 \rangle_{81}$ (moyenne de $F10.7$ sur 81 jours) ; A_p sont regroupés dans le tableau (4.4). Nous avons représenté sur les figures (4.24) et (4.25) la comparaison d'un calcul numérique avec des mesures expérimentales de profil de TEV de NO à $5,3 \mu m$ pour les conditions que nous avons déjà mentionnées.

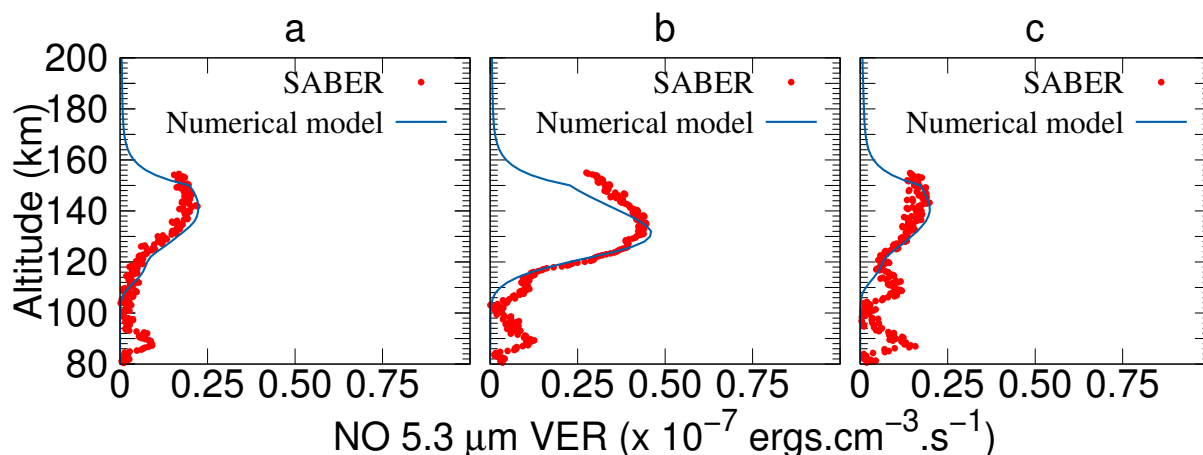


FIGURE 4.24 – Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de TEV de NO à $5,3 \mu m$ pour différentes latitudes : (a) ($12, 17^{\circ} N$) à $8 :44$ TL ; (b) ($28, 10^{\circ} N$) à $9 :06$ TL ; (c) ($72, 53^{\circ} N$) à $8 :33$ TL, (le 20 septembre 2012).

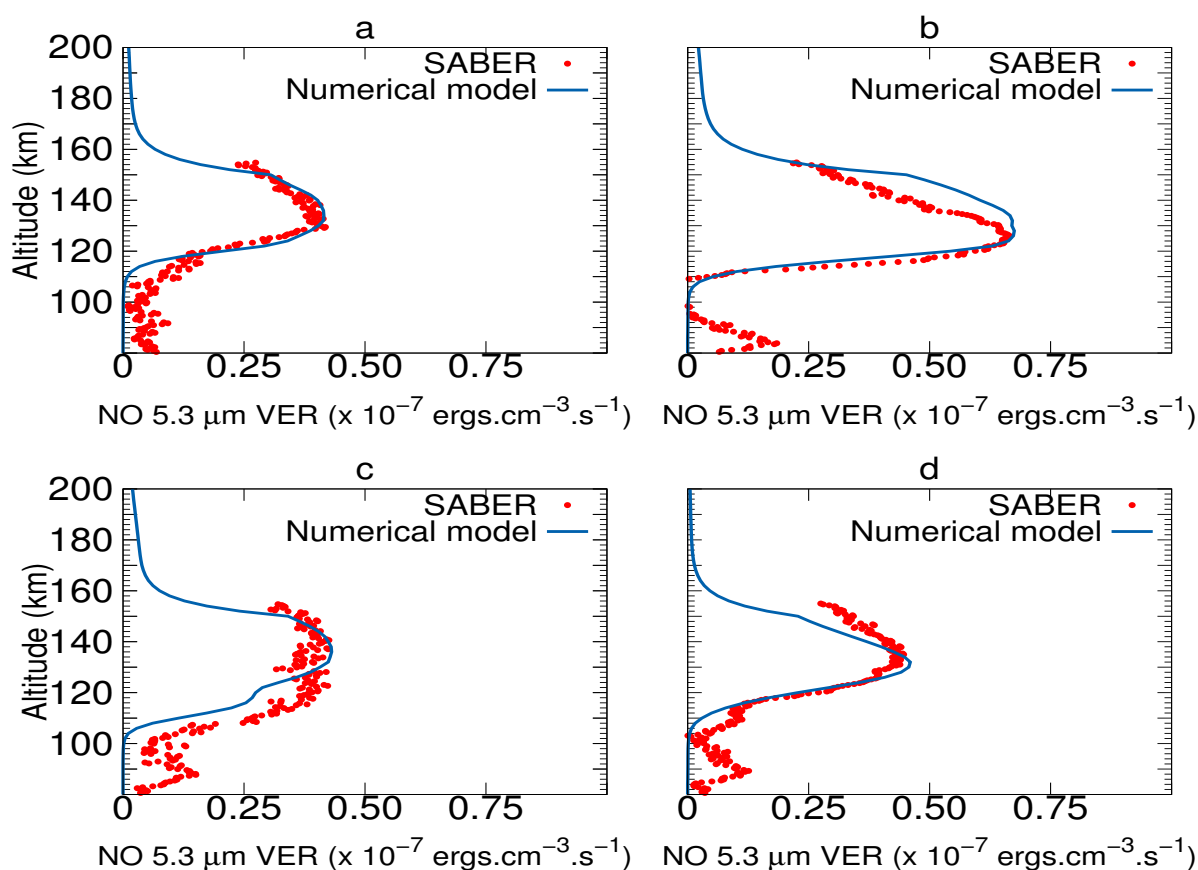


FIGURE 4.25 – Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de TEV de NO à $5,3 \mu m$ en fonction de la saison à une latitude fixe (entre $28,00^{\circ}$ et $30,00^{\circ} N$) : (a) le 07 mars 2012 à $14 :21$ TL ; (b) le 10 mai 2012 à $15 :13$ TL ; (c) le 16 juillet 2012 à $8 :42$ TL ; (d) le 20 septembre 2012 à $9 :06$ TL.

Latitude	Jour	TL	$F10.7$	$\langle F10.7 \rangle_{81}$	A_p
30.25 ⁰ N	10 juillet 2012	13 :30	179,2	130,4	12,0
entre 28-30 ⁰ N	07 mars 2012	14 :21	133,7	107,8	48,0
entre 28-30 ⁰ N	10 mai 2012	15 :13	133,3	123,1	10,0
entre 28-30 ⁰ N	16 juillet 2012	8 :42	159,5	128,1	42,0
entre 28-30 ⁰ N	20 septembre 2012	9 :06	118,4	119,9	10,0
12.17 ⁰ N	20 septembre 2012	8 :44	118,4	119,9	10,0
28.10 ⁰ N	20 septembre 2012	9 :06	118,4	119,9	10,0
72.53 ⁰ N	20 septembre 2012	8 :33	118,4	119,9	10,0

TABLE 4.4 – Entrée énergétique : indices d’activité solaire $F10.7$; $\langle F10.7 \rangle_{81}$ (moyenne de $F10.7$ sur 81 jours); indice d’activité géomagnétique A_p (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>).

La figure (4.24) montre la comparaison des résultats du calcul avec les mesures de TEV de NO à $5,3 \mu m$ pour différentes latitudes : basse latitude ($12, 17^0 N$); moyenne latitude ($28, 10^0 N$); haute latitude ($72, 53^0 N$). Sur la figure (4.25), on a représenté les profils de TEV de NO à $5,3 \mu m$ qui suit une variation saisonnière à une latitude fixe (entre $28, 00^0$ et $30, 00^0 N$). On voit que l’accord est excellent dans la région $100 - 200 km$. L’écart entre l’observation et la simulation de l’émission de NO à $5,3 \mu m$ dans la région $80 - 100 km$, peut être attribuée à l’incertitude dans la densité de l’oxygène atomique O données par le modèle NRLMISIS-00 et qui est utilisée comme entrée, car cette densité est obtenue à partir des données satellitaires de spectroscopie de masse et non pas par des mesures globales (Emmert *et al.*, 2021).

4.6.2 Comparaison avec des événements de précipitations électroniques disponibles dans la littérature

La figure (4.26) montre la comparaison des résultats du calcul (modèle numérique et équilibre photochimique) avec les mesures de SABER à 17 :35 TU, Irkutsk, le 20 novembre 2003 (cas de tempête géomagnétique, voir la sous-section 4.5.2). Le TEV de NO à $5,3 \mu m$ calculé par notre modèle numérique est tout à fait comparable à celle de SABER. Par contre, l’écart entre le TEV de NO à $5,3 \mu m$ calculé à partir de l’hypothèse d’équilibre photochimique et celle de SABER, est important. De fait, l’hypothèse d’équilibre photochimique a une validité finie, notamment dans le cas des changements rapides

de comportement du système thermosphère-ionosphère (par exemple, cas des tempêtes géomagnétiques), il faut considérer la description cinétique-fluide complète.

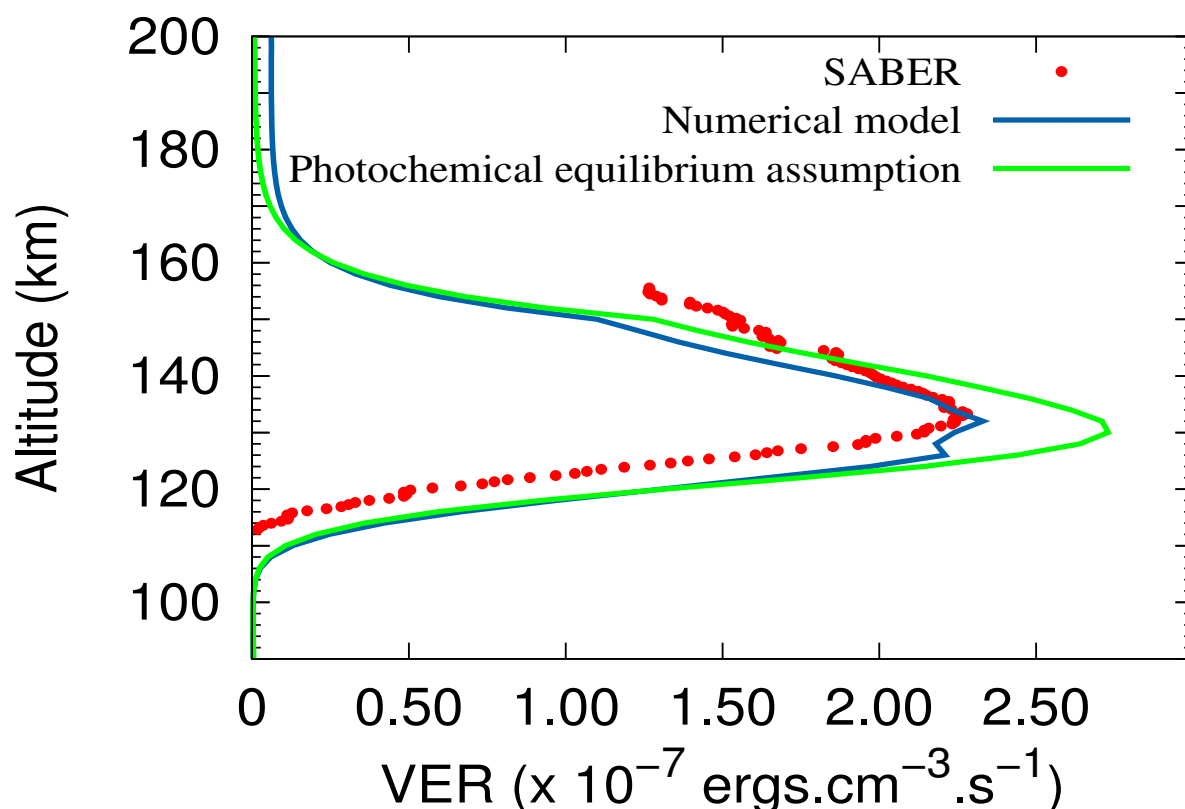


FIGURE 4.26 – Comparaison des résultats du calcul (simulation numérique et hypothèse d'équilibre photochimique) avec les mesures de SABER effectuées au TEV NO à $5,3 \mu m$ à 17 :35 TU, Irkutsk, le 20 novembre 2003.

Pour démontrer la performance de notre modèle pour divers événements de précipitations électroniques, nous avons présenté sur la figure (4.27) les résultats d'un calcul de TEV de NO à $5,3 \mu m$ pour quatre événements supplémentaires, qui sont rapportés par : Tanaka *et al.* (2006); Lanchester *et al.* (2009); Pallamraju *et al.* (2011); Kaeppler *et al.* (2015). Les caractéristiques essentielles (énergie moyenne et flux intégré d'énergie) de ces événements sont donnés dans le tableau (4.5). Les mesures de SABER effectuées au TEV de NO à $5,3 \mu m$ confirment nos résultats numériques.

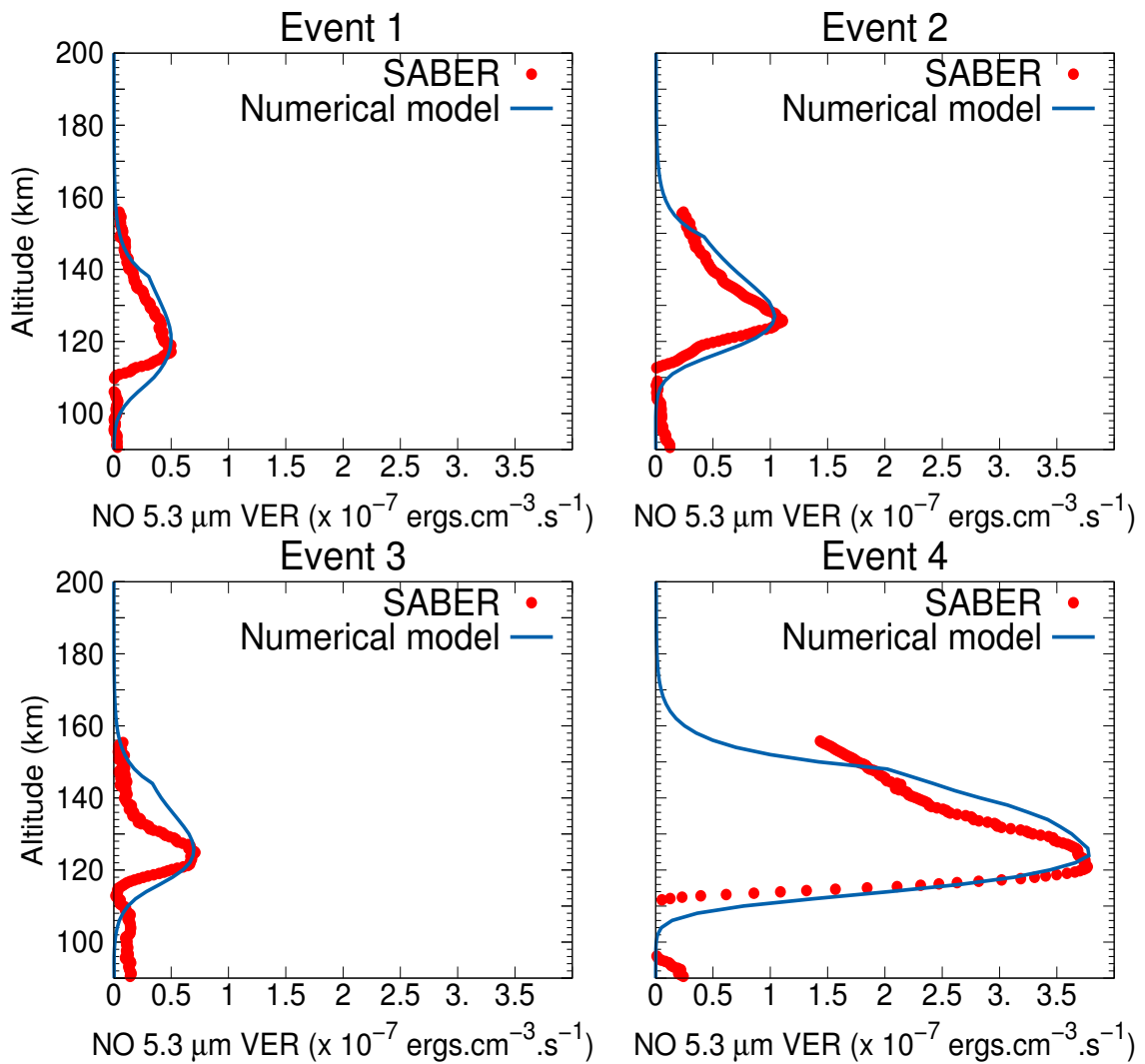


FIGURE 4.27 – Comparaison des résultats du calcul avec les mesures de SABER effectuées au TEV de NO à $5,3 \mu m$ pour différents événements de précipitations électroniques (voir tableau 4.5).

Événement	Latitude	Jour	TU	Énergie moyenne (keV)	Flux intégré d'énergie ($erg.cm^{-2}.s^{-1}$)	Distribution énergétique	Référence
1	Tromsø (69, 60° N)	22-10-2006	11 :04	2,0	15,0	maxwellienne	Lanchester <i>et al.</i> (2009)
2	Alaska (65, 11° N)	08-03-2005	07 :38	6,8	68,0	maxwellienne	(Tanaka <i>et al.</i> , 2006)
3	Alaska (65, 13° N)	06-11-2012	14 :03	5,0	10,0	maxwellienne	(Kaeppler <i>et al.</i> , 2015)
4	Boston (42, 20° N)	30-10-2003	20 :59	6,0	10,0	maxwellienne	(Pallamraju <i>et al.</i> , 2011)

TABLE 4.5 – Paramètres caractéristiques : énergie moyenne ; flux d'énergie des précipitations électroniques (événements disponibles dans la littérature).

Modélisation des espèces du sodium dans la haute atmosphère

Le sodium atomique Na est un constituant minoritaire dans la haute atmosphère, entre 70 et 120 km (région de la mésosphère-basse thermosphère), sa présence est le résultat de l’ablation des météoroïdes (Plane, 1991). Cette espèce est l’objet de plusieurs études expérimentales : Liu *et al.* (2016); Yuan *et al.* (2019) et théoriques : Xu et Smith (2003); Plane (2004); Marsh *et al.* (2013); Cai *et al.* (2017); Yu *et al.* (2019), qui sont intéressées à l’aéronomie et météorologie de l’espace, où elle est considérée comme traceur de température, du vent des neutres et des ondes de gravité.

Les espèces du sodium Na et Na^+ sont très sensibles aux effets du milieu ionosphérique en raison de l’existence de plusieurs mécanismes réactionnels (mécanismes du couplage ion-neutre) qui interviennent à la création et à la perte de ces espèces, il s’agit principalement de transfert de charge depuis O_2^+ et NO^+ , de recombinaison dissociative entre les ions moléculaires du sodium et les électrons thermiques, et de recombinaison radiative de Na^+ .

Il existe déjà des modèles climatiques du sodium tels que WACCM (Whole Atmosphere Community Climate Model with thermosphere) (Marsh *et al.*, 2013). L’idée de ce dernier consiste à coupler les équations fluides du sodium avec un solveur d’équations hydrostatiques et thermodynamiques afin d’étudier l’impact de la chimie du milieu (ionosphère-thermosphère), du vent des neutres et des ondes de gravité sur cette espèce.

Dans le but d’améliorer la correspondance entre la simulation et les observations de

la couche de Na , nous avons utilisé le modèle cinétique-fluide qui est expliqué dans les sections (2.1 et 3.1) pour déterminer d'une manière auto-cohérente la densité des ions : O_2^+ ; NO^+ et des électrons. En effet, de nombreux auteurs (Plane, 2004; Marsh *et al.*, 2013) n'ont pas considéré cette amélioration dans leurs modèles.

5.1 Observation du sodium dans la haute atmosphère

En général, la couche du sodium Na est observée par un instrument installé au sol, appelé LIDAR, l'acronyme du terme : Light Detection and Ranging. Cet instrument utilise des lasers (sources du rayonnement monochromatique) de longueurs d'onde de l'ultraviolet ($\lambda = 0,26 \mu m$) à l'infrarouge ($\lambda = 10,00 \mu m$), il émet une impulsion qui se propage dans la haute atmosphère (Fujii et Fukuchi, 2005). Le rayonnement émis peut interagir avec certaines espèces du milieu le long de la ligne de visée, telles que les éléments métalliques (K , Na , Fe , ...). Une partie de l'intensité diffusée de ce rayonnement est renvoyée dans la direction opposée de l'impulsion initiale (celle de laser). On dit qu'elle est rétrodiffusée. Le lidar mesure l'intensité et la fréquence du signal rétrodiffusé pour caractériser les différentes couches atmosphériques (She *et al.*, 1990). Afin de mieux comprendre les LIDARs adaptés à l'observation de couche Na , nous allons nous intéresser plus en détail aux LIDARs du sodium.

5.1.1 LIDARs du sodium

Comme le principe de mesure des LIDARs de Na se base sur l'émission de la raie $D2$ de Na , il est nécessaire de commencer par les détails concernant le diagramme d'excitations de Na (voir figure 5.1). L'état fondamental de l'atome Na correspond à l'électron de valence dans l'état " $3s$ ", le premier état excité à l'électron de valence dans l'état " $3p$ ". Sous l'effet du couplage spin-orbite, le niveau $3p(l = 1, s = 1/2)$ se scinde en deux niveaux $j = 1/2$ et $j = 3/2$ (structure fine), notés respectivement $3p_{1/2}$ et $3p_{3/2}$, le niveau $3s$ devient $3s_{1/2}$. La transition " $3s - 3p$ " est donc en fait un doublet $3s_{1/2} - 3p_{1/2}$ et $3s_{1/2} - 3p_{3/2}$ qui correspondent aux raies jaunes $D1$ et $D2$ (correspondent respectivement à $589,7558 nm$ et $589,15826 nm$) émises par les atomes du sodium. Enfin, l'existence du spin nucléaire ($I = 3/2$ pour ^{23}Na) fait apparaître une structure hyperfine. Le niveau

$3p_{3/2}(j = 3/2, I = 3/2)$ donne quatre niveaux hyperfins $F = 0, 1, 2$ et 3 . Les niveaux $3s_{1/2}(j = 1/2, I = 3/2)$ et $3p_{1/2}(j = 1/2, I = 3/2)$ donnent chacun deux niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$.

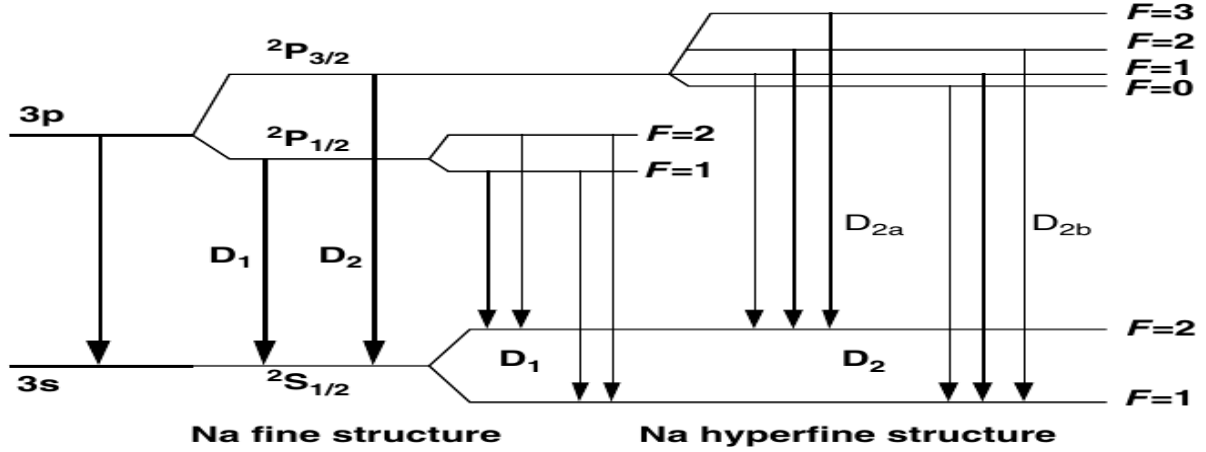


FIGURE 5.1 – Structure hyperfine des raies du sodium, D_1 et D_2 (Fujii et Fukuchi, 2005).

Les mesures de la raie d'émission D_2 dans la région entre 70 et 120 km , représentent une bonne indication de la température de cette région. Lorsque les atomes Na absorbent (ou émettent) des photons correspondant à la transition D_2 , la fréquence de ces photons est décalée d'une quantité $\sigma_{Doppler} \propto \sqrt{T}$, associée à l'élargissement Doppler. Cet élargissement est dû à l'agitation thermique. Il s'écrit comme suit (Hu et al., 2011) :

$$\sigma_{Doppler} = \sqrt{\frac{K_B T}{\mu_{Na} \lambda_0}} \quad (5.1)$$

où μ_{Na} et $\lambda_0 = 589,15826 \text{ nm}$ sont respectivement la masse atomique de Na et la longueur d'onde centrale de la transition D_2 . L'élargissement Doppler des atomes Na induit un profil d'absorption gaussien qui est caractérisé par une section efficace d'absorption " σ_{ph}^{Na} " correspond à la superposition de tous les états hyperfins, elle prend la forme suivante (Fujii et Fukuchi, 2005) :

$$\sigma_{ph}^{Na} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Doppler}} \frac{e^2 f}{4\epsilon_0 m_e c} \sum_{j=1}^6 A_j \exp\left(-\left[\nu_j - \nu\left(1 - \frac{V_R}{c}\right)\right]^2 / (2\sigma_{Doppler})\right) \quad (5.2)$$

où f est la force d'oscillateur de transition D_2 ; ν_j et A_j représentent respectivement les fréquences centrales et les facteurs d'intensité des transitions dipolaires électriques de la raie D_2 ; ν est la fréquence d'impulsion émise par le laser; V_R est la vitesse radiale des

atomes Na . La figure (5.2) montre la variation de cette section efficace en fonction des fréquences pour $V_R = 0$ et à des températures différentes, $T = 150, 200$ et 250 K.

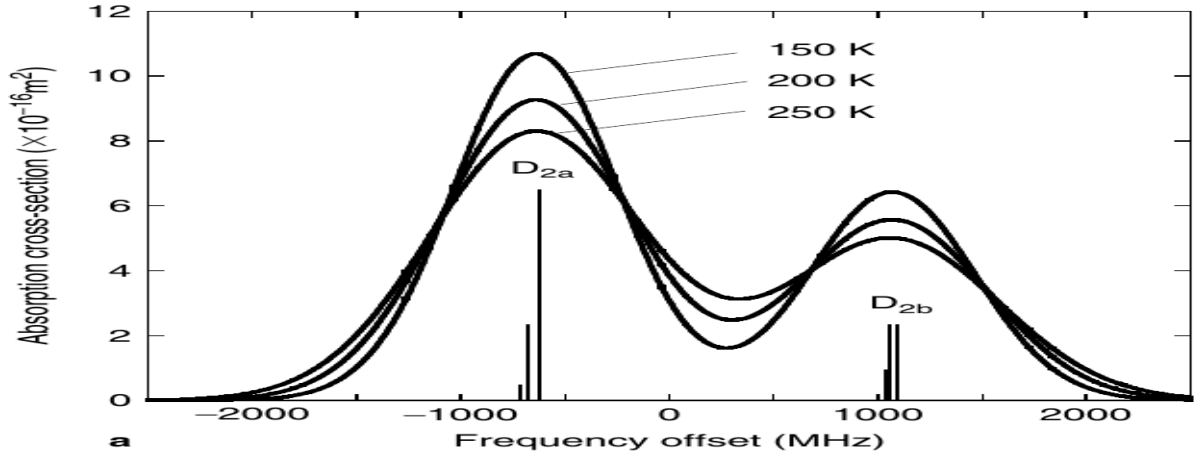


FIGURE 5.2 – Section efficace d’absorption de Na pour différentes températures, $T = 150, 200$ et 250 K, correspond à $V_R = 0$ (Fujii et Fukuchi, 2005).

La section efficace de diffusion σ_{diff}^{Na} est égale au produit de convolution entre la section efficace d’absorption σ_{ph}^{Na} et le profil spectral de la raie laser g_L (Fujii et Fukuchi, 2005) :

$$\sigma_{diff}^{Na}(\nu_0, \nu_L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{ph}^{Na}(\nu, \nu_0) g_L(\nu, \nu_L) d\nu \quad (5.3)$$

où ν_0 et ν_L sont respectivement la fréquence centrale de la raie $D2$ et celle de laser. Dans l’hypothèse où le profil spectral est gaussien avec une largeur σ_L (Fujii et Fukuchi, 2005) :

$$g_L(\nu, \nu_L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_L} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_L)^2}{2\sigma_L^2}\right) \quad (5.4)$$

Nous pouvons écrire :

$$\sigma_{diff}^{Na} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_e} \frac{e^2 f}{4\epsilon_0 m_e c} \sum_{j=1}^6 A_j \exp\left(-\left[\nu_j - \nu\left(1 - \frac{V_R}{c}\right)\right]^2 / (2\sigma_e^2)\right) \quad (5.5)$$

où $\sigma_e = \sqrt{\sigma_{Doppler} + \sigma_L}$ est l’élargissement total.

5.1.2 Dérivation de la densité du sodium atomique

En général, les signaux de LIDAR sont diffusés par les espèces du milieu le long de la ligne de visée. Le nombre de photons reçus par le LIDAR est proportionnel au nombre de photons transmis, à la probabilité pour que le photon soit diffusé, à la probabilité de détection d'un photon diffusé et à l'efficacité du système de mesures. L'équation d'observation utilisée pour mesurer la densité de Na , est la suivante (Fujii et Fukuchi, 2005) :

$$N_s(\lambda, z) = \left(\frac{P_L(\lambda)\Delta t}{(hc/\lambda)} \right) \left(\sigma_{diff}^{Na}(\lambda)n_{Na}(z)R_B(\lambda)\Delta z \right) \left(\frac{A}{4\pi z^2} \right) \left(\eta(\lambda)T_{trans}^2(\lambda, z)G(z) \right) + N_B\Delta t \quad (5.6)$$

où :

- $N_s(\lambda, z)$ est le nombre de photons détectés à la longueur d'onde λ dans la gamme d'altitudes $[z - \Delta z, z + \Delta z]$.
- $P_L(\lambda)$ est la puissance de sortie du laser à une longueur d'onde λ .
- Δt est le temps observation de processus d'interaction laser-milieu.
- $n_{Na}(z)$ est la densité de Na à une altitude z .
- $R_B(\lambda)$ est le rendement de fluorescence, qui est exprimé par le rapport entre le nombre de photons émis et le nombre de photons absorbés.
- A est la surface de l'ouverture de télescope récepteur.
- $\eta(\lambda)$ est l'efficacité optique de LIDAR pour transmettre des photons de longueur d'onde λ .
- $T_{trans}(\lambda, z) = T_{trans}(\lambda, z = z_0) \exp\left(-\int_{z_0}^z \sigma_{diff}^{Na}(\lambda)n_{Na}(z)dz\right)$ est la transmission atmosphérique des photons émis à une longueur d'onde λ .
- $G(z)$ est le facteur géométrique, il représente le rapport entre le nombre de photons atteignant le détecteur et le nombre de photons émis à une altitude z .
- $N_B\Delta t$ représente le nombre de photons de bruits de détection.

Dans le cadre de la comparaison de notre modèle avec les données mesurées, nous avons utilisé les données de LIDAR du sodium qui est installé à l'Université d'Etat de l'Utah (Utah State University) à Logan (États-Unis). Les données de ce LIDAR sont disponibles sur le site web : https://digitalcommons.usu.edu/all_datasets/54/.

5.2 Formation de la couche Na : Modèle théorique

L'objectif de cette partie est de mettre en place un modèle numérique décrivant l'effet de l'activité solaire sur la couche du sodium et leurs interactions avec l'ionosphère dans la région de mésosphère-basse thermosphère, entre 70 et 120 *km*. Nous avons donc travaillé sur des modèles adaptés de cas similaires à notre objet d'étude. Nous nous sommes tout d'abord intéressés au modèle d'ablation des météoroïdes pour modéliser les taux d'injection de Na et Na^+ dans la haute atmosphère. En couplant ce modèle et un modèle cinétique-fluide (qui est le même que celui décrit dans les sections 2.1 et 3.1) et nous avons calculé la densité des espèces du sodium : Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$. L'utilisation de ce modèle numérique pour ces espèces minoritaires présente plusieurs avantages, en particulier : il permet de prendre en compte de manière satisfaisante la chimie incluant à la fois du gaz neutre et ionisé ; il est lié à l'activité solaire, via le modèle cinétique ; il permet de prendre en compte un nombre important de paramètres géophysiques, comme l'altitude, l'heure locale, la saison et le cycle solaire.

5.2.1 Production par ablation des météoroïdes

Le modèle d'ablation que nous venons de présenter est intéressant par sa simplicité et la quantité d'information qu'il fournit. Il permet d'estimer les taux d'injection des espèces métalliques (Na , K , Fe , Mg et Si) avec leurs ions dans la haute atmosphère (70–120 *km*), ainsi que de relier ces paramètres aux caractéristiques de l'atmosphère (masse volumique et température). L'interaction des petits corps solides avec la haute atmosphère peut être décrite par le système d'équations correspond à l'équation du mouvement, l'équation de la perte de masse et l'équation de l'énergie. L'équation du mouvement le long de la verticale (z) est (Fentzke et Janches, 2008) :

$$\frac{dv_m}{dt} = -\frac{\Gamma A_m \rho_a v_m^2}{m_m^{1/3} \rho_m^{2/3}} + g \left(\frac{R_{Earth}}{R_{Earth} + z} \right)^2 \cos(\theta) \quad (5.7)$$

où :

- v_m et m_m sont respectivement la vitesse et la masse du météoroïde entrant en collision avec la haute atmosphère à une altitude z .

- ρ_a est la masse volumique de l'air.
- ρ_m est la masse volumique du météoroïde.
- $\Gamma = 1$ est le coefficient de traînée (il est utilisé pour quantifier la résistance du météoroïde dans l'air).
- A_m est le facteur de forme qui vaut 1,21 pour une forme sphérique.
- g est l'accélération gravitationnelle.
- R_{Earth} est le rayon moyen de la Terre.
- θ est l'angle zénithal d'entrée.

On a comme l'équation de perte de masse (Lebedinets *et al.*, 1973; Janches *et al.*, 2017) :

$$\frac{dm_m}{dt} = \sum_j \frac{dm_j^A}{dt} + \sum_j \frac{dm_j^S}{dt} \quad (5.8)$$

$$\frac{dm_j^A}{dt} = -f(T_m)\gamma_j p_j S \sqrt{\frac{\mu_j}{2\pi k_B T_m}} \quad (5.9)$$

$$\sum_j \frac{dm_j^S}{dt} = -\frac{\Lambda_s A_m m_m^{2/3} \rho_a v_m^3}{2L\rho_m^{2/3}} \quad (5.10)$$

où :

- T_m est la température du météoroïde.
- $f(T_m)$ est le facteur de transition de phase. Pour plus de détail sur ce facteur, voir Janches *et al.* (2017).
- γ_j est le coefficient d'évaporation.
- p_j est la pression de vapeur (gaz-liquide) à l'équilibre, elle est exprimée en fonction de T_m par : $p_j = \exp(A_j - B_j/T_m)$ avec A_j et B_j sont des constantes propres à la molécule évaporée (voir tableau 5.1).
- μ_j est la masse de la molécule évaporée.
- $S = A(m_m/\rho_m)^{2/3}$ est la surface du météoroïde.
- $\Lambda_s = 6 \times 10^{-6} \exp(T_m/290)$ est le coefficient de pulvérisation.
- L est la chaleur latente d'évaporation du météoroïde.

Le taux d'évaporation de l'oxygène atomique O peut être obtenu à partir de l'équation stœchiométrique : $M_x O_y(l) \rightleftharpoons xM(g) + yO(g)$ comme suit (Alexander, 2001; Dias *et al.*, 2020) :

$$\frac{dm_O^A}{dt} = \sum_M \frac{y\mu_O}{x\mu_M} \frac{dm_M^A}{dt} \quad (5.11)$$

où x et y sont respectivement le coefficient stœchiométrique de l'oxygène atomique et celui de l'élément métallique M . Enfin, l'équation de l'énergie s'écrit (Rogers *et al.*, 2005) :

$$\frac{1}{2}\Lambda\rho_a v^3 = 4\epsilon\sigma(T_m^4 - T_a^4) + \frac{Cm^{1/3}\rho_m^{2/3}}{A} \frac{dT_m}{dt} - \frac{L}{A} \frac{\rho_m^{2/3}}{m^{2/3}} \frac{dm}{dt} \quad (5.12)$$

où :

- Λ est le coefficient de transfert de chaleur.
- ϵ est l'émissivité.
- C est la capacité calorifique spécifique.

Dans toute cette étude, nous avons utilisé les paramètres thermodynamiques recommandés par Vondrak *et al.* (2008) pour une chondrite dont la composition est détaillée dans le tableau (5.2).

Pour résoudre le système d'équations (5.7, 5.8 et 5.12) différentielles rencontrées dans cette étude, nous avons choisi la méthode de Runge-Kutta-Fehlberg d'ordre 5 avec un pas du temps variable ($\Delta t = (\zeta m_m)/(v_m dm_m/dt)$; $\zeta = 0.05 \text{ m.s}^{-1}$) grâce à ses avantages (par exemple, elle repose sur le principe de l'itération) et sa précision par rapport aux méthodes de Runge-Kutta d'ordres inférieurs (Cheney et Kincaid, 2012). Le principe général de cette méthode est détaillé dans l'annexe (E). Les paramètres initiaux nécessaires (la masse volumique de l'air et la température atmosphérique) pour démarrer le processus itératif de cette méthode, sont données par le modèle NRLMSISE-00. Cette résolution numérique permet donc de calculer les taux linéiques de production (exprimés en m^{-1}) des éléments métalliques j et leurs ions, α_j et α_j^+ respectivement.

$$\alpha_j(z) = \frac{1}{\mu_j} \frac{dm_j}{dz} = -\frac{1}{\mu_j v_m \cos(\theta)} \frac{dm_j}{dt} \quad (5.13)$$

$$\alpha_j^{(+)}(z) = \beta_j(v_m)\alpha_j(z) \quad (5.14)$$

où β_j est la probabilité d'ionisation d'une espèce métallique j par collision avec l'air. L'expression analytique de cette probabilité pour la première collision, est donnée par (Jones, 1997) :

$$\beta_j^0(v_m) = \frac{C_j(v_m - v_j^0)^2 v_m^{0.8}}{1 + C_j(v_m - v_j^0)^2 v_m^{0.8}} \quad (5.15)$$

où C_j et v_j^0 sont respectivement le paramètre d'ajustement et la vitesses critique d'ionisation, nous avons utilisé les paramètres recommandés par Janches *et al.* (2017). Dans le cas de collisions successives, la probabilité d'ionisation s'écrit (Janches *et al.*, 2017) :

$$\beta_j(v_m) = \beta_j^0(v_m) + 2 \int_{v_j^0}^{v_m} \frac{\beta_j^0(v') dv'}{v'} \quad (5.16)$$

On peut ensuite calculer le taux d'injection (exprimé en $cm^{-3}.s^{-1}$) de chaque espèce métallique par intégration sur toutes les vitesses : entre 11,5 et 72,5 $km.s^{-1}$ et les masses : entre 10^{-12} et 10^{-3} g . Nous aboutissons à l'expression suivante (McDonnell *et al.*, 2001) :

$$I_{abl}^J(z) = \int \int \alpha_j(z) f_m(m_m) f_v(v_m) dm_m dv_m \quad (5.17)$$

où la quantité " $f_m(m_m) f_v(v_m)$ " représente la distribution masse-vitesse des météoroïdes près de l'orbite terrestre LEO (Low Earth Orbit). Dans notre modèle, nous avons utilisé la distribution normalisée des vitesses " $f_v(v_m)$ " de Taylor (1996) et la distribution des masses " $f_m(m_m)$ " (exprimée en $cm^{-2}.s^{-1}$) de Dikarev *et al.* (2005).

Réaction	A_j	B_j
$MgO(l) \rightleftharpoons Mg(g) + O(g)$	25,02	$6,00 \times 10^4$
$MgO(l) \rightleftharpoons MgO(g)$	28,28	$7,38 \times 10^4$
$Na_2O(l) \rightleftharpoons 2Na(g) + O(g)$	21,55	$3,63 \times 10^4$
$SiO_2(l) \rightleftharpoons Si(g) + 2O(g)$	31,17	$1,06 \times 10^5$
$SiO_2(l) \rightleftharpoons SiO(g) + O(g)$	31,21	$6,72 \times 10^4$
$SiO_2(l) \rightleftharpoons SiO_2(g)$	27,98	$6,65 \times 10^4$
$FeO(l) \rightleftharpoons Fe(g) + O(g)$	23,67	$5,16 \times 10^4$
$FeO(l) \rightleftharpoons FeO(g)$	22,8	$5,15 \times 10^4$
$K_2O(l) \rightleftharpoons 2K(g) + O(g)$	16,22	$4,11 \times 10^4$
$CaO(l) \rightleftharpoons Ca(g) + O(g)$	19,02	$6,90 \times 10^4$
$CaO(l) \rightleftharpoons CaO(g)$	22,71	$8,18 \times 10^4$

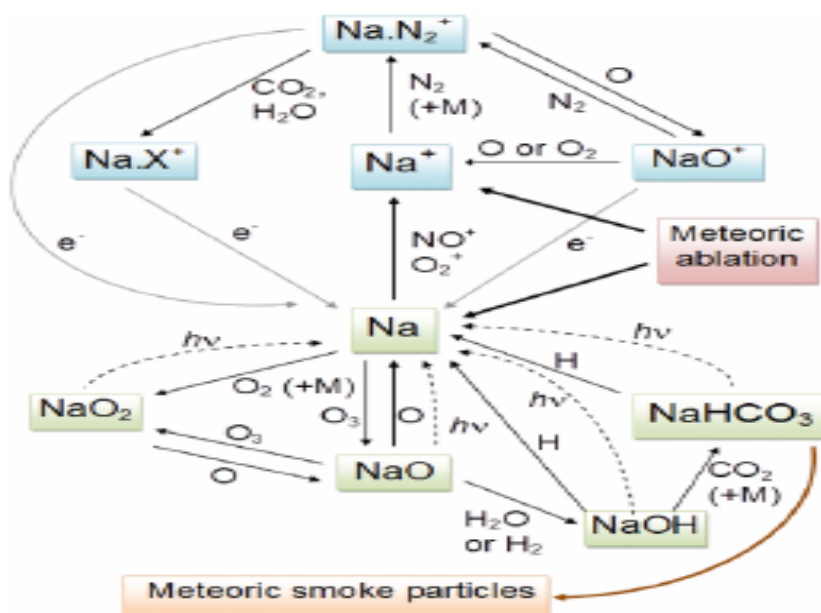
TABLE 5.1 – Pression de vapeur à l'équilibre ($p_j = \exp(A_j - B_j/T_m)$) pour une chondrites ordinaire (Dias *et al.*, 2020).

Espèce	Pourcentage massique (%)
SiO_2	38,36
TiO_2	0,12
Al_2O_3	2,12
Na_2O	1,03
K_2O	0,13
CaO	1,75
FeO	11,28
MgO	24,22

 TABLE 5.2 – Composition initiale d’une chondrites ordinaire (Dias *et al.*, 2020).

5.2.2 Chimie des espèces du sodium

Le sodium atomique Na est un constituant très réactif, il se recombine avec les espèces du milieu, ions et neutres, pour produire des espèces neutres et ionisées comme $NaHCO_3$ et Na^+ qui sont de fait les espèces majoritaires du sodium, entre 70 et 120 km (Plane *et al.*, 2015). La figure (5.3) ci-dessous présente un schéma représentatif de la chimie des espèces du sodium et en particulier la chaîne de réactions qui conduit à la production de $NaHCO_3$ et Na^+ . On constate que cette chaîne implique des constituants neutres minoritaires comme H_2O , O_3 et CO_2 .


 FIGURE 5.3 – Schéma représentatif des réactions impliquant les espèces du sodium dans la région de mésosphère-basse thermosphère (Plane *et al.*, 2015).

Tous les coefficients de réaction associés à ces différents processus sont ceux de [Plane et al. \(2015\)](#) (voir tableau 5.3), sauf en ce qui concerne la photodissociation des molécules NaY ($Y = O; O_2; OH; HCO_3$), où il est nécessaire de considérer le transfert radiatif (voir section 2.1) pour pouvoir correctement modéliser ce processus. Le taux de la photodissociation de ces molécules est donné par ([Schunk et Nagy, 2009](#)) :

$$P_{ph,dis}^{NaY}(z, \chi) = [NaY] \int_0^{\lambda_{NaY,dis}} \sigma_{ph,dis}^{NaY}(\lambda) I_\lambda(z, \chi) d\lambda = [NaY] L_{ph,dis}^{NaY}(z, \chi) \quad (5.18)$$

où $[NaY]$, $\lambda_{NaY,dis}$, $\sigma_{ph,dis}^{NaY}$ et $L_{ph,dis}^{NaY}$ sont respectivement la densité, le seuil de photodissociation, la section efficace de photodissociation et la fréquence de photodissociation des molécules NaY ($Y = O; O_2; OH; HCO_3$). Les sections efficaces utilisées dans notre calcul sont celles de [Self et Plane \(2002\)](#).

Réaction	Constante de réaction (exprimée en $cm^3.s^{-1}$ et en $cm^6.s^{-1}$)
$Na + O_3 \longrightarrow NaO + O_2$	$k_1^{Na} = 1,1 \times 10^{-9} \exp(-116/T)$
$NaO + O \longrightarrow Na + O_2$	$k_2^{Na} = 2,2 \times 10^{-10} (T/200)^{0,5}$
$NaO + O_3 \longrightarrow Na + 2O_2$	$k_3^{Na} = 3,2 \times 10^{-10} \exp(-550/T)$
$NaO + H_2 \longrightarrow NaOH + H$	$k_4^{Na} = 1,1 \times 10^{-9} \exp(-1100/T)$
$NaO + H_2 \longrightarrow Na + H_2O$	$k_5^{Na} = 1,1 \times 10^{-9} \exp(-1400/T)$
$NaO + H_2O \longrightarrow NaOH + OH$	$k_6^{Na} = 4,4 \times 10^{-10} \exp(-507/T)$
$NaOH + H \longrightarrow Na + H_2O$	$k_7^{Na} = 4,0 \times 10^{-11} \exp(-550/T)$
$NaOH + CO_2(+M) \longrightarrow NaHCO_3$	$k_8^{Na} = 1,9 \times 10^{-28} (T/200)^{-1}$
$NaHCO_3 + H \longrightarrow Na + H_2CO_3$	$k_9^{Na} = 1,84 \times 10^{-13} T^{0,777} \exp(-1014/T)$
$Na + O_2(+M) \longrightarrow NaO_2$	$k_{10}^{Na} = 5,0 \times 10^{-30} (T/200)^{-1,22}$
$NaO_2 + O \longrightarrow NaO + O_2$	$k_{11}^{Na} = 5,0 \times 10^{-10} \exp(-940/T)$
$2NaHCO_3(+M) \longrightarrow (NaHCO_3)_2$	$k_{12}^{Na} = 8,8 \times 10^{-10} (T/200)^{-0,23}$
$Na + O_2^+ \longrightarrow Na^+ + O_2$	$k_{20}^{Na} = 2,7 \times 10^{-9}$
$Na + NO^+ \longrightarrow Na^+ + NO$	$k_{21}^{Na} = 8,0 \times 10^{-10}$
$Na^+ + N_2(+M) \longrightarrow Na.N_2^+$	$k_{22}^{Na} = 4,8 \times 10^{-30} (T/200)^{-2,2}$
$Na^+ + CO_2(+M) \longrightarrow Na.CO_2^+$	$k_{23}^{Na} = 3,7 \times 10^{-29} (T/200)^{-2,9}$
$Na.N_2^+ + X(X = CO_2; H_2O) \longrightarrow Na.X^+ + N_2$	$k_{24}^{Na} = 6,0 \times 10^{-10}$
$Na.N_2^+ + O \longrightarrow NaO^+ + N_2$	$k_{25}^{Na} = 4,0 \times 10^{-10}$
$NaO^+ + O \longrightarrow Na^+ + O_2$	$k_{26}^{Na} = 1,0 \times 10^{-11}$
$NaO^+ + N_2 \longrightarrow Na.N_2^+ + O$	$k_{27}^{Na} = 1,0 \times 10^{-12}$
$NaO^+ + O_2 \longrightarrow Na^+ + O_3$	$k_{28}^{Na} = 5,0 \times 10^{-12}$
$Na.Y^+ + e^- \longrightarrow Na + Y(Y = N_2; CO_2; H_2O; O)$	$k_{29}^{Na} = 1,0 \times 10^{-6} (T/200)^{-0,5}$

TABLE 5.3 – Réactions chimiques prises en compte dans la littérature pour les espèces du sodium ([Plane et al., 2015](#)).

5.2.3 Calcul de la densité des espèces du sodium

Nous nous intéressons dans cette partie au modèle des espèces du sodium Na , $NaHCO_3$ et Na^+ . Ce modèle peut s'appliquer dans les conditions physiques que nous rencontrons dans la région de mésosphère-basse thermosphère (70 – 120 km). Il s'agit en particulier de la photodissociation, l'impact des météoroïdes, la chimie du milieu, la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente. Commençons par écrire les équations de continuités décrivant les densités $[Na]$, $[NaHCO_3]$ et $[Na^+]$ (Plane, 2004) :

$$\frac{d[Na]}{dt} = I_{abl}^{Na} + A[NaHCO_3] + B[Na^+] - (C + D)[Na] - \nabla\Theta^{Na} \quad (5.19)$$

$$\frac{d[NaHCO_3]}{dt} = D[Na] - A[NaHCO_3] - 2k_{12}^{Na}[NaHCO_3]^2 - \nabla\Theta^{NaHCO_3} \quad (5.20)$$

$$\frac{d[Na^+]}{dt} = I_{abl}^{Na^+} + C[Na] - B[Na^+] - \nabla\Theta^{Na^+} \quad (5.21)$$

Les coefficients A , B , C et D utilisés dans notre modèle, sont généralement les plus récents et les plus complets. Ils sont donnés par (Plane, 2004) :

$$A = (k_9^{Na}[H] + L_{ph,dis}^{NaHCO_3}) [NaHCO_3] \quad (5.22)$$

$$B = k_{22}^{Na}[N_2][M] \left(\frac{k_{24}^{Na}[CO_2] + [H_2O] + k_{29}^{Na}[e^-]}{k_{24}^{Na}([CO_2] + [H_2O]) + k_{29}^{Na}[e^-] + k_{25}^{Na}[O]B_1} \right) + k_{23}^{Na}[CO_2][M] \quad (5.23)$$

$$C = L_{ph}^{Na} + k_{20}^{Na}[O_2^+] + k_{21}^{Na}[NO^+] \quad (5.24)$$

$$D = \left(k_1^{Na}[O_3] + k_{10}^{Na}[O_2][M] \left(\frac{k_{11}^{Na}[O]}{k_{11}^{Na}[O] + L_{ph,dis}^{NaO_2}} \right) \right) D_1 D_2 \quad (5.25)$$

où :

$$B_1 = \frac{k_{26}^{Na}[O] + k_{28}^{Na}[O_2]}{k_{26}^{Na}[O] + k_{28}^{Na}[O_2] + k_{27}^{Na}[N_2]} \quad (5.26)$$

$$D_1 = \frac{k_6^{Na}[H_2O]}{k_2^{Na}[O] + k_3^{Na}[O_3] + k_6^{Na}[H_2O] + L_{ph,dis}^{NaO}} \quad (5.27)$$

$$D_2 = \frac{k_8^{Na}[CO_2][M]}{L_{ph,dis}^{NaOH} + k_8^{Na}[CO_2][M]} \quad (5.28)$$

Le flux Θ^M ($M = Na; NaHCO_3; Na^+$) est lié à la densité $[M]$ par une équation du transport. Comme, dans cette approche simplifiée, on suppose que l'ensemble des processus

qui régit le déplacement de ces espèces du sodium peut être représenté en termes du mouvement moyen des diffusions moléculaire et turbulente. Il s'écrit (Bouziane *et al.*, 2022a) :

$$\Theta^M = -D_M \left(\frac{\partial[M]}{\partial z} + [M] \left(\frac{1}{H_M} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right) - K_z \left(\frac{\partial[M]}{\partial z} + [M] \left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right) \quad (5.29)$$

où D_M et K_z sont respectivement le coefficient de diffusion moléculaire et celui de diffusion turbulente. Pour calculer ces coefficients, nous avons utilisé les techniques développée par Banks et Kockarts (2013) (pour la diffusion moléculaire) et Vlasov et Kelley (2014) (pour la diffusion turbulente).

Pour modéliser les mécanismes locaux (réactions chimiques) et les mécanismes du transport (la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente) qui affectent la distribution verticale de ces espèces, il est nécessaire d'avoir une idée sur la densité et la température des autres espèces du milieu (électrons, ions et neutres). Dans notre modèle, nous avons utilisé le modèle NRLMSISE-00 pour calculer la densité et la température des neutres majoritaires O , O_2 et N_2 , le modèle IRI-2016 pour déterminer les températures électronique et ionique, les données du satellite TIMED-SABER pour obtenir la densité des neutres minoritaires H_2O , O_3 et CO_2 et le modèle cinétique-fluide qui est expliqué dans les sections (2.1 et 3.1) pour retrouver la densité des ions : O_2^+ ; NO^+ et des électrons.

Les équations de continuité envisagées ici sont des équation aux dérivées partielles du second ordre et de type parabolique. Elle sont résolues par la méthode de Crank-Nicolson (nous détaillerons ce problème en annexe D). Cette méthode numérique nécessite des conditions initiales et aux limites. De ce point de vue, les conditions initiales (où densités initiales) sont déterminées en faisant l'hypothèse d'équilibre photochimique pour $NaHCO_3$ et Na^+ sauf dans le cas de Na , on considère la densité mesurée par le LIDAR du sodium qui est installé à l'Université d'Etat de l'Utah. Les conditions aux limites que l'on choisit se trouvent à 70 et 120 *km* comme suggéré par Plane (2004). Pour les espèces très réactives $NaHCO_3$ et Na^+ on peut affirmer que la condition d'équilibre photochimique s'applique aux deux limites (inférieure et supérieure). L'intégration numérique de ces équations est réalisée avec un pas de temps $\Delta t = 5 \text{ min}$ et un pas d'espace $\Delta z = 1 \text{ km}$.

5.3 Résultats

Dans un premier temps, nous avons calculé les taux linéiques de production des éléments métalliques neutres et leurs ions, qui correspondent à l'ablation d'un météoroïde observé par le radar 430 *MHz* d'Arecibo (Janches *et al.*, 2009). Dans un deuxième temps, nous avons calculé les densités des espèces Na , $NaHCO_3$ et Na^+ (variations journalières) à la latitude de Logan. Enfin, les résultats de notre simulation sont comparés avec succès aux mesures faites par le radar 430 *MHz* d'Arecibo et le LIDAR du sodium de Logan.

5.3.1 Analyse des taux linéiques de production des éléments métalliques

Les figures (5.4 et 5.5) montrent la distribution verticale, entre 90 et 120 *km*, des éléments métalliques (Na ; K ; Fe ; Mg ; Si) et leurs ions qui sont produits par l'ablation d'un micrométéoroïde. Il est notable que les maxima de production de Na et K sont situés à environ 106 *km* et ceux de Fe , Mg et Si sont situés en dessous, à environ 94 *km*. Le fait que ces maxima soient positionnés à deux altitudes différentes indique que les composés les plus volatiles Na et K s'évaporent en premier par rapport aux autres composés réfractaires Fe , Mg et Si (Vondrak *et al.*, 2008).

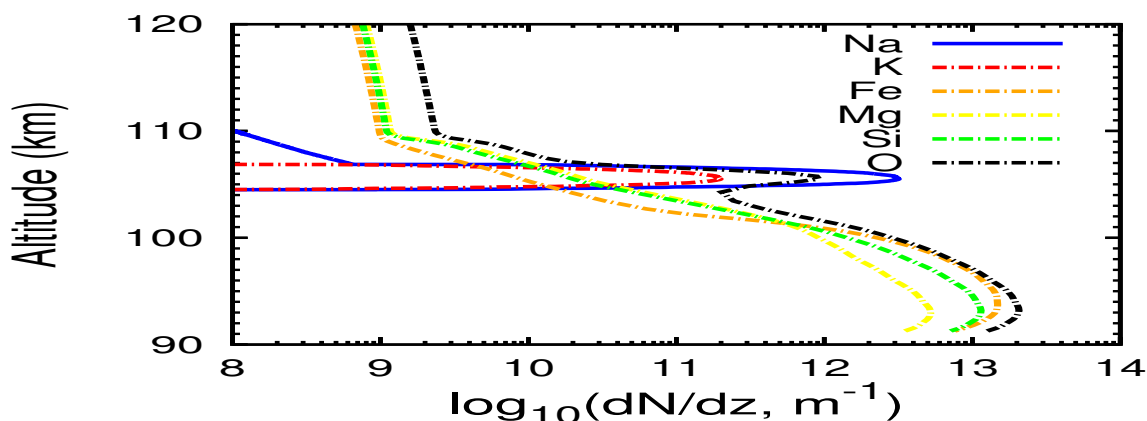


FIGURE 5.4 – Taux linéiques de production des éléments métalliques neutres pour un météoroïde dont les paramètres physiques : $m_m(t = t_0) = 10^{-8} \text{ kg}$; $v_m(t = t_0) = 36 \text{ km.s}^{-1}$; $\theta = 1^\circ$; $\rho_m = 3500 \text{ kg.m}^{-3}$.

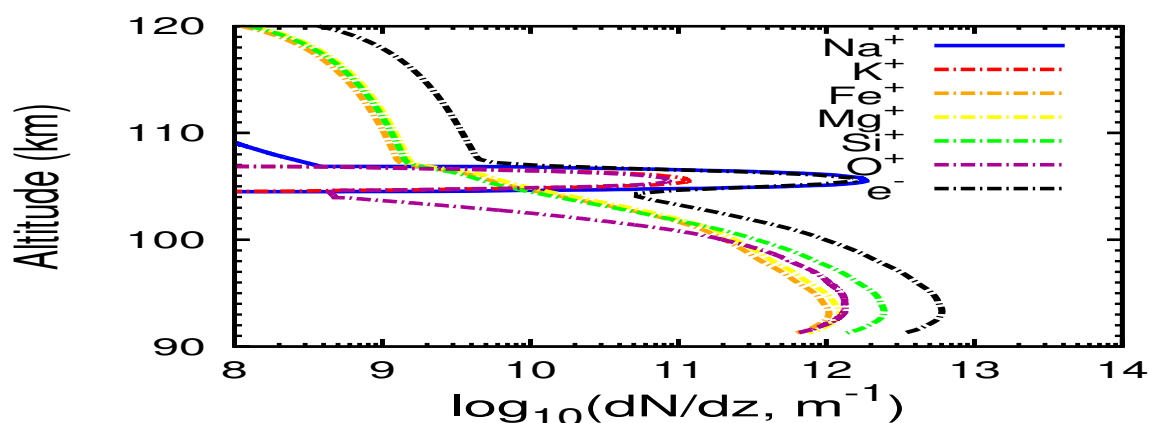


FIGURE 5.5 – Taux linéiques de production des ions métalliques pour un météoroïde dont les paramètres physiques : $m_m(t = t_0) = 10^{-8} \text{ kg}$; $v_m(t = t_0) = 36 \text{ km.s}^{-1}$; $\theta = 1^\circ$; $\rho_m = 3500 \text{ kg.m}^{-3}$.

5.3.2 Variations journalières des espèces du sodium

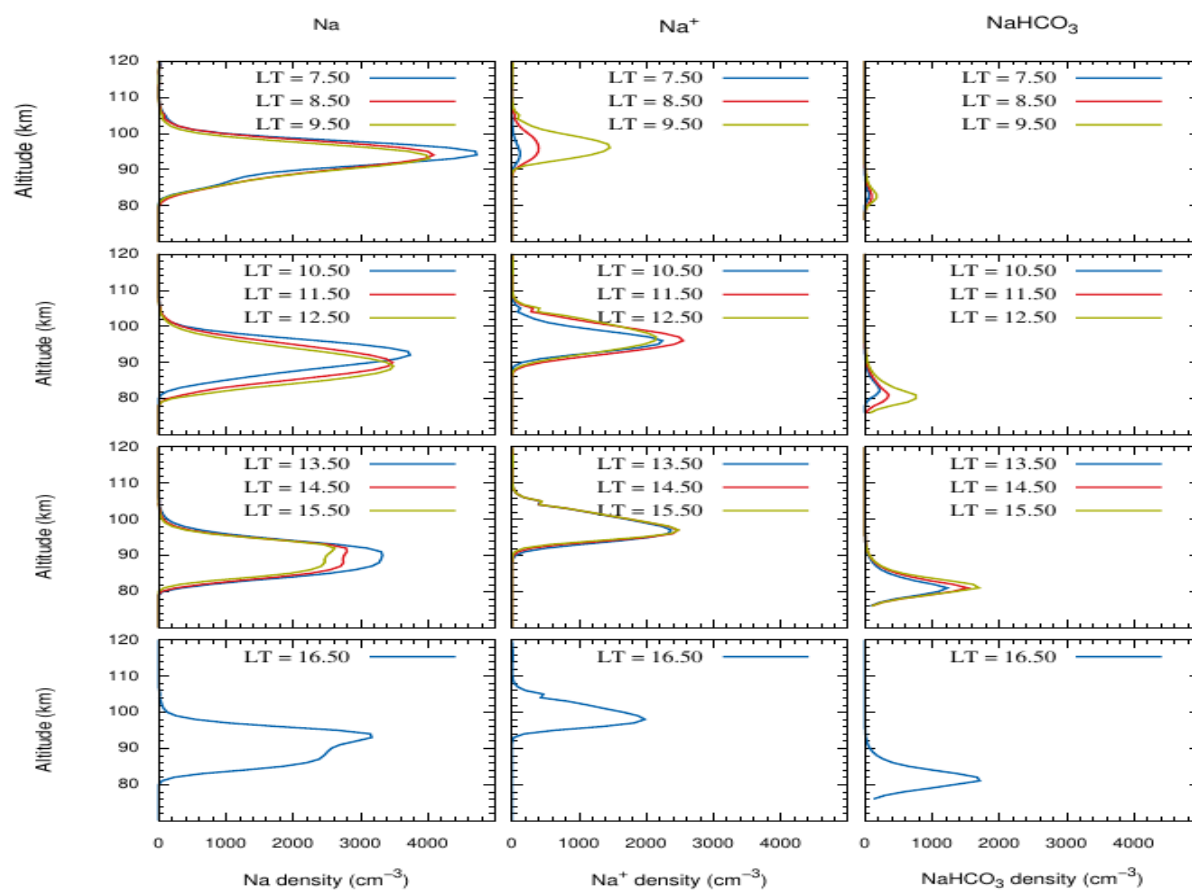


FIGURE 5.6 – Variation journalière de la densité des espèces du sodium Na , Na^+ et $NaHCO_3$ dans la région 70-120 km, le 10 septembre 2012, ($41, 8^\circ N$, $111, 8^\circ W$).

On a représenté sur la figure (5.6) les résultats de notre simulation numérique relative aux variations journalières des espèces du sodium Na , $NaHCO_3$ et Na^+ à moyenne latitude (Utah, le 10 septembre 2012). On voit une baisse dans la densité de Na , où leur pic diminue jusqu'à 3400 cm^{-3} . Cependant, les densités de Na^+ et $NaHCO_3$ augmentent rapidement. Ceci s'explique par : au-dessus de 90 km le sodium neutre Na est ionisé par le mécanisme d'échange de charge avec les ions O_2^+ et NO^+ et au-dessous de 90 km il est transformé en $NaHCO_3$ via la chimie de CO_2 qui a un effet prépondérant dans cette région (Plane *et al.*, 2015). Après midi local vers 16,5 (16 : 30) TL, une augmentation dans la densité de Na est observée en liaison avec une diminution de celle de Na^+ . Dans ce cas, la production de Na est due à la recombinaison dissociative des ions moléculaires du sodium avec les électrons ambiants (Plane *et al.*, 2015).

5.3.3 Validation du modèle d'ablation des météoroïdes

Afin de valider et de tester le modèle d'ablation des météoroïdes pour des conditions réelles, nous avons étudié un événement observé par le radar 430 MHz d'Arecibo (Janches *et al.*, 2009). Cet événement nous a permis de valider notre calcul pour un météoroïde possède les paramètres physiques : $m_m(t = t_0) = 10^{-8} \text{ kg}$; $v_m(t = t_0) = 36 \text{ km.s}^{-1}$; $\theta = 1^\circ$; $\rho_m = 3500 \text{ kg.m}^{-3}$ (Janches *et al.*, 2009). Les résultats du calcul des taux linéiques de production de Na , K , Na^+ et e^- , sont comparés avec succès aux données de ce radar (voir figure 5.7).

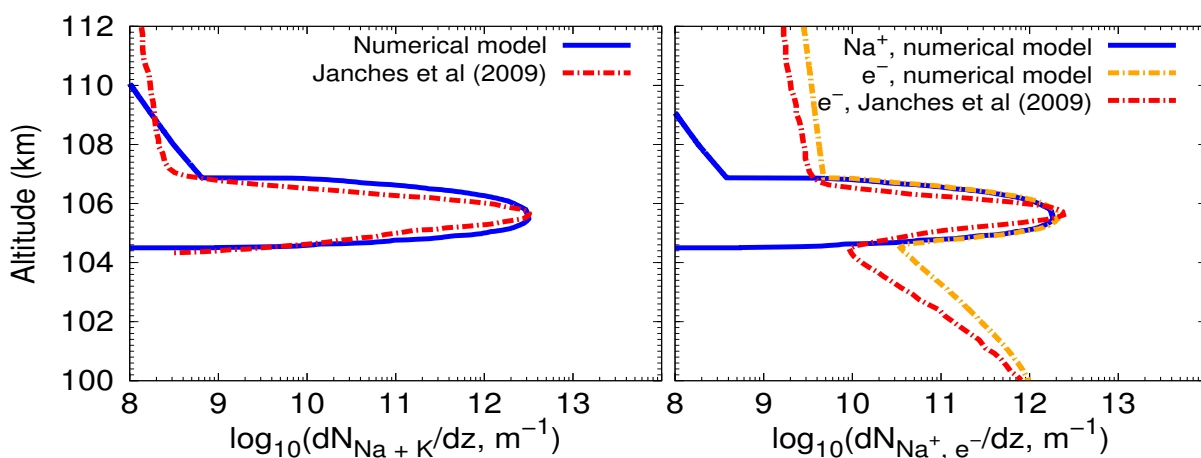


FIGURE 5.7 – Comparaison des résultats du calcul (taux linéiques de production de $Na + K$, Na^+ et e^-) avec les mesures de radar 430 MHz d'Arecibo.

5.3.4 Validation et comparaison avec les données de LIDAR du sodium à Logan

Nous avons représenté sur la figure (5.8) les résultats numériques de notre modèle, les calculs d'un autre modèle dans la littérature : [Plane \(2004\)](#) et les mesure expérimentale de LIDAR du sodium à Logan. La comparaison de la simulation aux mesures effectuées à la densité de Na confirme la validité de notre modèle.

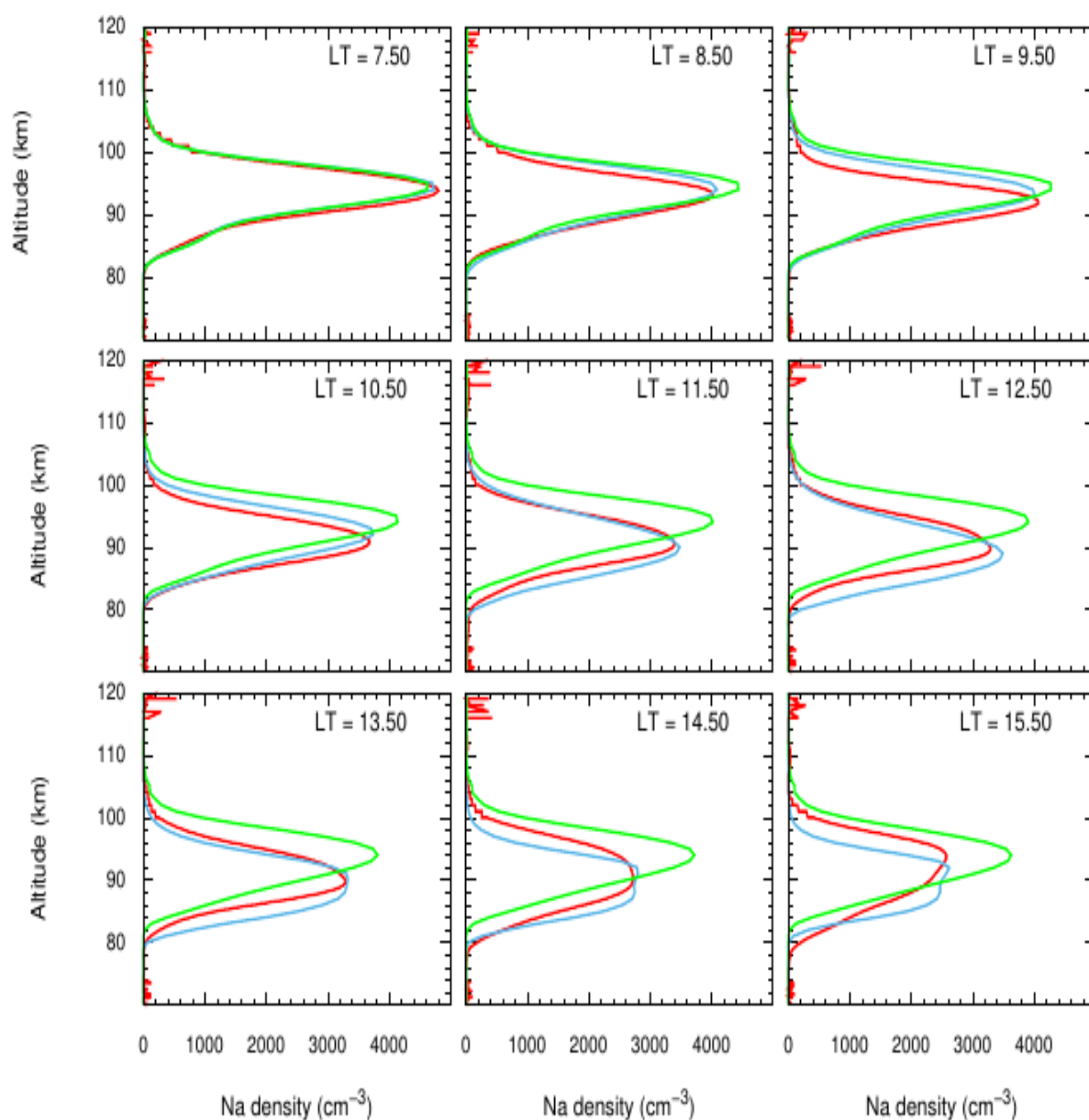


FIGURE 5.8 – Comparaison entre la densité de Na mesurée par le LIDAR du sodium à Logan, le 10 septembre 2012, et des simulations numériques de notre modèle (bleu) et d'autre modèle dans la littérature (vert) : [Plane \(2004\)](#).

Conclusion

Cette thèse a été l'occasion d'étudier en profondeur les différents mécanismes du couplage qui existent entre l'ionosphère et la thermosphère. En particulier, les mécanismes de production et de destruction des constituants neutres minoritaires, qui sont directement liées aux différents facteurs tels que les constantes des réactions chimiques, les sections efficaces d'absorption des photons EUV et les sections efficaces des collisions électrons-neutres.

La modélisation mathématique du problème posé est basée sur la mise en œuvre d'équation du flux des électrons suprathermiques et des moments de l'équation de Boltzmann : équation de continuité et équation de transport de la quantité du mouvement. La résolution numérique de ces dernières est basées sur des hypothèses simplificatrices, justifiées et vérifiées expérimentalement, on aboutit à un système d'équations aux dérivées partielles du second ordre et de type parabolique.

Dans cette thèse, nous avons réalisé le modèle mathématique unidimensionnel (1D) des ions principaux : O^+ ; N^+ ; O_2^+ ; N_2^+ ; NO^+ et des espèces minoritaires : $N(4S; 2D)$; $NO(1 \leq v \leq 7)$; $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$; Na ; Na^+ ; $NaHCO_3$. Ce modèle peut s'appliquer dans les conditions physiques que nous rencontrons dans la haute atmosphère, entre 70 et 200 km. Il s'agit en particulier de : la photoabsorption ; l'impact électronique ; l'ablation des météoroïdes ; la chimie du milieu ; la diffusion moléculaire ; la diffusion turbulente. Les équations qui gouvernent ce modèle comprend : l'équation de transfert radiatif (ETR) des électrons suprathermiques ; les équations de l'ablation différentielle des météoroïdes ; les équations de continuité et de quantité du mouvement.

Nous nous sommes intéressés dans un premier temps, à la structure verticale des

états vibrationnels du monoxyde d'azote : $NO(1 \leq v \leq 7)$ et des états électroniques : $NO(A; B; C)$. Les résultats que nous avons obtenu pour l'excitation vibrationnelle concernent : les taux de production et de perte des états $NO(1 \leq v \leq 7)$; les densités des états $NO(1 \leq v \leq 7)$; le taux d'émission volumique de NO à $5,3 \mu m$. Ces grandeurs nous a conduit à étudier deux exemples sur les sorties de notre modèle, un exemple pour une ionosphère diurne à moyenne latitude et un autre exemple pour des conditions solaires actives : orage magnétique à la région d'Irkutsk. Les calculs menés sur l'émission de NO à $5,3 \mu m$ sont réalisés en fonction de plusieurs données météorologiques, à savoir : les indices d'activité solaire $F10.7$ et $\langle F10.7 \rangle_{81}$; l'indice d'activité géomagnétique Ap , et les données énergétiques issues d'impacts électroniques : l'énergie moyenne; le flux intégré d'énergie qui sont disponibles dans la littérature. Cette analyse est l'une des rares proches des observations à disposer de tous ces paramètres à la fois. Aussi, nous avons étudié les variations diurnes des états excités $NO(A^2\Sigma^+; B^2\Pi; C^2\Pi)$ et leurs sensibilité aux précipitations électroniques.

Nous avons également étudié la structure verticale des espèces du sodium : Na ; Na_+ ; $NaHCO_3$ à la région de la mésosphère-basse thermosphère, entre 70 et 120 km . Les principaux résultats dégagés de la présente étude sont : les taux linéiques de production des éléments métalliques neutres (Na ; K ; Fe ; Mg ; Si) et leurs ions, qui correspondent à l'ablation d'un météoroïde observé par le radar 430 MHz d'Arecibo; les variations journalières de la densité de ces espèces du sodium. Ces résultats ont permis : de mettre en évidence l'influence de l'ionosphère sur la couche de Na ; d'améliorer la correspondance entre la simulation et les observations de la couche de Na ; de poser le problème des mécanismes de création de cette espèce dans la haute atmosphères.

Les modèles unidimensionnels (1D) présentés dans cette thèse peuvent reproduire de manière satisfaisante les profils observés : du taux d'émission volumique de NO à $5,3 \mu m$; des taux linéiques de production par ablation des météoroïdes pour $Na + K$, Na^+ et e^- ; de la densité de Na . La comparaison de la simulation aux mesures du satellite TIMED-SABER effectuées au taux d'émission volumique de NO à $5,3 \mu m$ et celles de LIDAR du sodium à Logan (États-Unis) effectuées à la densité de Na , confirme la validité de notre modèle.

Ces modèles unidimensionnels possèdent évidemment des limitations propres. En par-

ticulier, ils ne permettent pas de tenir compte de l'effet du transport horizontal qui joue un rôle primordial aux basses latitudes, particulièrement dans les régions équatoriales. Un tel comportement ne peut être simulé que par des modèles multidimensionnels, 2D ou 3D. Afin de mieux valoriser les modèles présentés dans cette étude, il est nécessaire de considérer une représentation complète du transport fluide selon ses différentes échelles spatio-temporelles et qui ne devraient nécessiter pratiquement aucune paramétrisation de caractère empirique.

Établissement de l'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann est une équation d'évolution de la fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ dans l'espace des phases à 6 dimensions (espace des positions \mathbf{r} et des vitesses \mathbf{v}). Où $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est la densité de probabilité d'avoir une particule à la position \mathbf{r} , à l'instant t avec une vitesse \mathbf{v} (Garzó et Santos, 2003).

D'une façon générale, l'établissement d'une équation d'évolution de f consiste à exprimer la dérivée partielle de f par rapport au temps ($\frac{\partial f}{\partial t}$) en fonction des paramètres du système étudié (gaz classiques dilués). Les causes de changement temporelle de f sont de deux natures différentes, le streaming libre (ou phase de propagation) et les collisions, alors cette dérivée partielle est calculée par la formule (Garzó et Santos, 2003) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{libre}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (\text{A.1})$$

où le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{libre}}$ représente les changements causés par le champ des forces extérieures dans la phase de propagation et le terme $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}}$ représente les changements lors des collisions.

Commençons par l'étude d'un système physique très simple, un système de particules qui soumises à un champ des forces extérieures \mathbf{F} et en l'absence de collisions, c'est ce qu'on appelle le gaz de Knudsen. Dans ce cas, les particules qui se retrouvent à un instant t au voisinage d'un point \mathbf{r} et animées d'une vitesse \mathbf{v} , à un instant ultérieur $t + \delta t$, nous avons :

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} + \mathbf{v}\delta t \quad (\text{A.2})$$

$$\mathbf{v}' = \mathbf{v} + \frac{\mathbf{F}}{m}\delta t \quad (\text{A.3})$$

où m est la masse de la particule considérée. Lorsqu'on considère (A.2) et (A.3), on trouve le jacobien de la transformation $(\mathbf{r}, \mathbf{v}) \rightarrow (\mathbf{r}', \mathbf{v}')$:

$$d\mathbf{r}'d\mathbf{v}' = \left[1 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \frac{\mathbf{F}}{m}\delta t + o(\delta t^2) \right] d\mathbf{r}d\mathbf{v} \quad (\text{A.4})$$

D'après la conservation du nombre de particules, on obtient l'équation :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v} = f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', t')d\mathbf{r}'d\mathbf{v}' \quad (\text{A.5})$$

En introduisant le jacobien de la transformation (A.4) dans l'équation (A.5). On a donc :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', t') \left[1 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \frac{\mathbf{F}}{m}\delta t + o(\delta t^2) \right] \quad (\text{A.6})$$

La fonction $f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', t')$ peut s'écrire formellement sous forme d'un développement de Taylor de la façon suivante (Garzó et Santos, 2003) :

$$f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', t') = f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}}\delta t + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}}\delta t + \frac{\partial f}{\partial t}\delta t + o(\delta t^2) \quad (\text{A.7})$$

où $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}$ et $\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}$ sont respectivement la divergence par rapport à la position (∇_r) et à la vitesse (∇_v). Si on remplace ce développement dans l'équation (A.6), on obtient :

$$\frac{f(\mathbf{r}', \mathbf{v}', t') - f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\delta t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{libre}} = -\mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} - \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\mathbf{F}}{m} f \right) \quad (\text{A.8})$$

En utilisant (A.1) et (A.8), on obtient donc l'équation de Boltzmann :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \left(\frac{\mathbf{F}}{m} f \right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (\text{A.9})$$

Établissement des moments de l'équation de Boltzmann

Au lieu de résoudre l'équation de Boltzmann, il est possible de prendre des intégrales appropriées de cette équation, puis, résoudre les équations obtenues pour connaître les paramètres macroscopiques telles la densité et la vitesse moyenne. La procédure de base pour dériver ces équations de l'équation de Boltzmann consiste à multiplier cette dernière par les puissances du vecteur vitesse ($\mathbf{v}^0 = 1, m\mathbf{v}, \dots$) et intégrer le résultat sur tout l'espace des vitesses (\mathbf{v}) (Inan et Gołkowski, 2010). Cette approche macroscopique est appelée moments de l'équation de Boltzmann.

Les divers paramètres macroscopiques peuvent être obtenus à partir de la fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ car toute quantité physique $g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ possède une moyenne écrite sous la forme (Inan et Gołkowski, 2010) :

$$\langle g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \rangle = \frac{1}{\int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}} \int g(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (\text{B.1})$$

où \mathbf{r} et t sont respectivement la position et la variable du temps. Si nous nous intéressons seulement à la densité $n(\mathbf{r}, t)$ et à la vitesse moyenne $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$, nous pouvons écrire :

$$n(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{n(\mathbf{r}, t)} \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \quad (\text{B.3})$$

où $d\mathbf{v} = dv_x dv_y dv_z$; v_x , v_y et v_z sont les composantes cartésiennes de \mathbf{v} .

B.1 Moment scalaire d'ordre 0 : équation de continuité

L'étude de moment d'ordre 0 (ou équation de continuité) est nécessaire pour obtenir une formulation mathématique du transport de la matière (masses et charges) en présence d'une force extérieure \mathbf{F} et sous l'effet des collisions (Inan et Gołkowski, 2010; Schunk et Nagy, 2009). Pour évaluer ce moment, on multiplie l'équation de Boltzmann par $\mathbf{v}^0 = 1$ puis on intègre le résultat sur tout l'espace des vitesses.

Si nous considérons un système de particules chargées dans un champ électrique \mathbf{E} et un champ magnétique \mathbf{B} , où, chaque charge q est soumise à la force de Lorentz $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. En reprenant l'équation (A.9), nous avons :

$$\int \frac{\partial f}{\partial t} d\mathbf{v} + \int \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{v} + \frac{q}{m} \int \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot [(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) f] d\mathbf{v} = \int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collision} d\mathbf{v} \quad (\text{B.4})$$

où m est la masse de particule considérée. Nous examinons ici chaque terme de l'équation (B.4). Commençons par le premier terme dans le membre de gauche, on utilise l'expression (B.2), on obtient :

$$\int \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} d\mathbf{v} = \frac{\partial}{\partial t} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = \frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (\text{B.5})$$

Pour le deuxième terme dans le membre de gauche :

$$\begin{aligned} \int \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{v} &= \int v_x \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial x} d\mathbf{v} + \int v_y \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial y} d\mathbf{v} + \int v_z \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial z} d\mathbf{v} \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \int v_x f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} + \frac{\partial}{\partial y} \int v_y f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} + \frac{\partial}{\partial z} \int v_z f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \\ &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \\ &= \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)) \end{aligned} \quad (\text{B.6})$$

Ainsi, nous allons calculer le troisième terme dans le membre de gauche, on trouve :

$$\int \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (\mathbf{E}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) d\mathbf{v} = \oint_{S_v} \mathbf{E}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dS_v = 0 \quad (\text{B.7})$$

$$\int \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (\mathbf{v} \times \mathbf{B}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) d\mathbf{v} = \oint_{S_v} \mathbf{v} \times \mathbf{B}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dS_v = 0 \quad (\text{B.8})$$

La preuve des résultats (B.7) et (B.8) s'appuie sur l'application du théorème de la divergence (ou théorème de Gauss-Ostrogradsky) dans l'espace des vitesses, où, S_v est la surface fermée renfermant le volume d'espace des vitesses. L'intégrale des quantités $\mathbf{E}f$ et $\mathbf{v} \times \mathbf{B}f$ sur S_v est égal à zéro car si nous choisissons $v = \|\mathbf{v}\| \rightarrow \infty$ et $S_v \sim v^2$ la fonction f vaut zéro (ex. la distribution maxwellienne $f \sim e^{-v^2}$).

Pour un milieu collisionnel, le terme du membre de droite de (B.4) peut être approché par (Schunk et Nagy, 2009) :

$$\int \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} d\mathbf{v} = P_T(\mathbf{r}, t) - L(\mathbf{r}, t)n(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B.9})$$

où P_T et L sont respectivement les taux de production totale et de perte dues aux collisions. Le moment d'ordre 0 prend finalement la forme suivante :

$$\frac{\partial n(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t)\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)] = P_T(\mathbf{r}, t) - L(\mathbf{r}, t)n(\mathbf{r}, t) \quad (\text{B.10})$$

B.2 Moment vectoriel d'ordre 1 : équation de transport de la quantité de mouvement

Ce moment correspond à la multiplication de l'équation de Boltzmann par la quantité du mouvement $m\mathbf{v}$ et l'intégration du résultat obtenu sur toutes les vitesses possibles, on a :

$$m \int \mathbf{v} \frac{\partial f}{\partial t} d\mathbf{v} + m \int \mathbf{v} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f \right) d\mathbf{v} + q \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot [(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) f] d\mathbf{v} = \int m\mathbf{v} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} d\mathbf{v} \quad (\text{B.11})$$

Le premier terme du membre de gauche s'écrit de la manière suivante :

$$m \int \mathbf{v} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} d\mathbf{v} = m \frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} = m \frac{\partial}{\partial t} [n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}(\mathbf{r}, t)] \quad (\text{B.12})$$

Pour \mathbf{r} et \mathbf{v} sont des variables indépendantes, le second terme du membre de gauche s'écrit aussi :

$$\begin{aligned} m \int \mathbf{v} \left(\mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right) d\mathbf{v} &= m \int \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\mathbf{v} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) d\mathbf{v} \\ &= m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \int \mathbf{v} \mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \\ &= m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{v} \mathbf{v} \rangle] \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

où la quantité $\langle \mathbf{v} \mathbf{v} \rangle$ représente un produit tensoriel. Dans la suite nous utiliserons aussi un changement de variable qui permet d'écrire la vitesse \mathbf{v} comme la somme d'une vitesse moyenne \mathbf{u} et d'une vitesse aléatoire (ou vitesse thermique) \mathbf{w} , $\mathbf{v} = \mathbf{u} + \mathbf{w}$. On peut donc réécrire (B.13) sous la forme :

$$\begin{aligned} m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{v} \mathbf{v} \rangle] &= m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u} \mathbf{u}] + m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle] \\ &\quad + m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u} \langle \mathbf{w} \rangle + n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{w} \rangle \mathbf{u}] \\ &= m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u} \mathbf{u}] + m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle] \\ &= m \mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \mathbf{u}] + mn(\mathbf{r}, t) \left[\mathbf{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right] \mathbf{u} + m \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle] \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

où $\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n \mathbf{u} \mathbf{u}] = m \mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot [n \mathbf{u}] + mn \left[\mathbf{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right] \mathbf{u}$ et $\langle \mathbf{w} \rangle = 0$. La quantité $\Psi = mn \langle \mathbf{w} \mathbf{w} \rangle$ représente le tenseur de pression qui est défini par :

$$\Psi = \begin{bmatrix} p_{xx} & p_{xy} & p_{xz} \\ p_{yx} & p_{yy} & p_{yz} \\ p_{zx} & p_{zy} & p_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{B.15})$$

avec $p_{ij} = nm \langle w_i w_j \rangle$; i et $j = x, y$ et z (voir la figure B.1). Dans le cas où la vitesse \mathbf{w} est isotrope, on a, $p_{ij} = 0$ si $i \neq j$ et $p_{ij} = p$ si $i = j$, cette approximation est appelée

approximation de pression scalaire, $\frac{\partial \Psi}{\partial \mathbf{r}} = \frac{\partial p}{\partial \mathbf{r}}$.

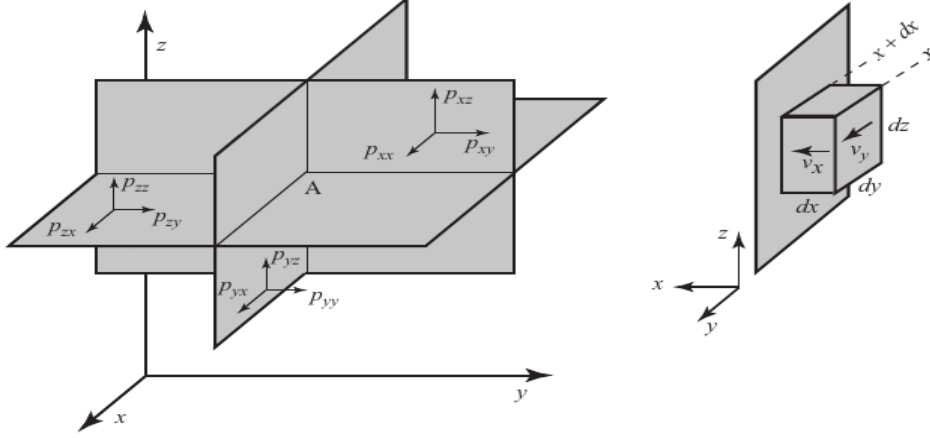


FIGURE B.1 – Représentation 3D des composantes du tenseur de pression.

Le troisième terme dans le membre de gauche s'écrit explicitement comme suit :

$$\begin{aligned}
 q \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot [\mathbf{G} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v} &= q \int \mathbf{v} \left[\mathbf{G} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \right] f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} \\
 &= q \int \left[\mathbf{v} G_x \frac{\partial}{\partial v_x} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} G_y \frac{\partial}{\partial v_y} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} G_z \frac{\partial}{\partial v_z} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \right] d\mathbf{v}
 \end{aligned}
 \tag{B.16}$$

où $\mathbf{G} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Pour simplifier (B.16), nous considérons une équation 1D dans la direction (x), on obtient :

$$\begin{aligned}
 q \int \mathbf{v} G_x \frac{\partial}{\partial v_x} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} &= q \int G_x dv_y dv_z \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial v_x} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) dv_x \\
 &= q \int G_x dv_y dv_z \left[\mathbf{v} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \Big|_{-\infty}^{+\infty} - \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial v_x} dv_x \right] \\
 &= -q \int G_x dv_y dv_z f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial v_x} dv_x \\
 &= -q \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{\partial}{\partial v_x} (\mathbf{v} G_x) d\mathbf{v} \\
 &= -qn(\mathbf{r}, t) \left\langle \frac{\partial}{\partial v_x} (\mathbf{v} G_x) \right\rangle
 \end{aligned}
 \tag{B.17}$$

Dans le cas 3D, on trouve le résultat suivant :

$$q \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot [\mathbf{G} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v} = -qn(\mathbf{r}, t) \left\langle \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (\mathbf{v} \mathbf{G}) \right\rangle \quad (\text{B.18})$$

où la quantité $(\mathbf{v} \mathbf{G})$ représente un tenseur qui vérifie la propriété :

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (\mathbf{v} \mathbf{G}) = \mathbf{v} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \mathbf{G} \right) + (\mathbf{G} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}}) \mathbf{v} \quad (\text{B.19})$$

Nous avons aussi, $\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot \mathbf{G} = 0$ car les composantes G_i ($i = x, y$ et z) sont indépendantes de v_i et $\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial \mathbf{v}} = I$, où I représente le tenseur identité. On peut alors écrire :

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot (\mathbf{v} \mathbf{G}) = \mathbf{G} \quad (\text{B.20})$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} q \int \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} \cdot [\mathbf{G} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)] d\mathbf{v} &= -qn(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{G} \rangle \\ &= -qn(\mathbf{r}, t) \langle \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \rangle \\ &= -qn(\mathbf{r}, t) (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

En régime collisionnel, le terme du membre de droite de (B.11) peut être approché par (Schunk et Nagy, 2009) :

$$\int m\mathbf{v} \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{collision}} d\mathbf{v} = -mn \sum_j \nu_j (\mathbf{u} - \mathbf{u}_j) \quad (\text{B.22})$$

où ν_j sont les fréquences de collision avec les espèces du milieu j qui animées d'une vitesse \mathbf{u}_j . Le moment vectoriel d'ordre 1 final s'écrit donc :

$$\begin{aligned} m \frac{\partial}{\partial t} (n\mathbf{u}) + m\mathbf{u} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (n\mathbf{u}) + mn \left(\mathbf{u} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \right) \mathbf{u} \\ = -\frac{\partial p}{\partial \mathbf{r}} + qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - mn \sum_j \nu_j (\mathbf{u} - \mathbf{u}_j) \end{aligned} \quad (\text{B.23})$$

B.2. Moment vectoriel d'ordre 1 : équation de transport de la quantité de mouvement

En effet, on s'intéresse dans notre étude à la région comprise entre 70 et 200 *km*, où l'effet de la diffusion thermique sur les vitesses des ions est négligeable ([Lilensten et Blelly, 1999](#)). Alors on se limite à l'approximation de deux moments.

Établissement de l'équation du flux des électrons suprathermiques

Dans cette partie, on va établir l'équation de transfert radiatif (ETR) des électrons suprathermiques à partir de l'équation de Boltzmann généralisée qui gouverne les cas où les forces non conservatives sont présentes. Elle s'écrit comme suit ([Garzó et Santos, 2003](#)) :

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \nabla_v \cdot (\dot{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) = Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (\text{C.1})$$

où \mathbf{r} , \mathbf{v} et $Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ sont respectivement le vecteur de position, la vitesse et le terme source due à la diffusion et à la production (ionisation par photons EUV ou par électrons précipités). La seule force que nous avons considérée ici est la force de friction (force non conservative) des électrons suprathermiques avec les électrons ambiants (thermiques) du milieu, on peut alors écrire ([Stamnes et Rees, 1983](#)) :

$$m\dot{\mathbf{v}} = -n_e L(E) \frac{\mathbf{v}}{v} \quad (\text{C.2})$$

avec $v = \|\mathbf{v}\|$, m est la masse de l'électron et $L(E)$ est une fonction décrivant la perte d'énergie cinétique E par friction avec les électrons ambiants de densité n_e . L'expression de cette fonction qui compte les pertes énergétiques par interaction coulombienne et génération d'ondes Cerenkov, est proposée par [Swartz et al. \(1971\)](#) :

$$L(E) = \frac{5.39 \times 10^{-12}}{E^{0.094} n_e^{0.03}} \left(\frac{E - E_{th}}{E - 0.53 E_{th}} \right)^{2.36} \quad (\text{C.3})$$

où E_{th} est l'énergie thermique des électrons ambiants. L'équation (C.1) devient :

$$\nabla_{\mathbf{v}} \cdot (\dot{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) = \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} (\dot{v}_s f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) = -n_e \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} (L(E) \frac{v_s}{mv} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) \quad (\text{C.4})$$

avec v_s , $s = 1, 2$ et 3 sont les composantes cartésiennes de la vitesse \mathbf{v} . On a également :

$$\begin{aligned} \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} (L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \frac{v_s}{v^3}) &= \sum_{s=1}^3 \frac{v_s}{v^3} \frac{\partial}{\partial v_s} (L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) \\ &+ L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} \left(\frac{v_s}{v^3} \right) \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

$$\sum_{s=1}^3 \frac{\partial}{\partial v_s} \left(\frac{v_s}{v^3} \right) = \sum_{s=1}^3 \left(\frac{1}{v^3} - \frac{3v_s^2}{v^5} \right) = 0 \quad (\text{C.6})$$

En utilisant les expressions (C.5) et (C.6), l'équation (C.4) va devenir :

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - n_e \sum_{s=1}^3 \frac{v_s}{v^3} \frac{\partial}{\partial v_s} (L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) = Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (\text{C.7})$$

En transformant le système des coordonnées cartésiennes de $\mathbf{v} = (v_s, s = 1, 2 \text{ et } 3)$ au système : $E = \frac{1}{2} m v^2$; $\frac{\partial E}{\partial v_s} = m v_s$; $\frac{\partial}{\partial v_s} \equiv \frac{\partial E}{\partial v_s} \frac{\partial}{\partial E} \equiv m v_s \frac{\partial}{\partial E}$; on obtient l'expression suivante :

$$\frac{v}{m} \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \frac{v}{m} \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)) = \frac{v}{m} Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (\text{C.8})$$

En posant le changement de variable : $\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t) = \frac{v^2}{m} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$; $\mathbf{U} = \frac{\mathbf{v}}{v}$, on peut aussi écrire l'équation (C.8) sous la forme :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t)}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t) - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t)) = \frac{1}{v} \hat{Q}(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t) \quad (\text{C.9})$$

avec $\phi(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t)$ est le flux (ou d'intensité) des électrons suprathermiques, exprimé en $cm^{-2}.s^{-1}.sr^{-1}.eV^{-1}$; $\hat{Q}(\mathbf{r}, E, \mathbf{U}, t) = \frac{v^2}{m}Q(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. En imposant les hypothèses (Stamnes et Rees, 1983) :

- plasma stationnaire : $\frac{\partial}{\partial t} \sim 0$.
- atmosphère plan-parallèle, stratifiée perpendiculairement à la verticale du milieu (oz).
- transport électronique le long des lignes du champ magnétique terrestre $\mathbf{B} = B\mathbf{e}_z$.

L'équation (C.9) se met sous la forme (Stamnes et Rees, 1983) :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial z} \phi(z, E, \mu) - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E)\phi(z, E, \mu)) &= \sum_j N_j \sigma_{imp,el}^j(E) \frac{1}{2} \int_{-1}^1 p_j(\mu, \mu') \phi(z, E, \mu') d\mu' \\ &+ S(z, E, \mu) - \sum_j N_j \sigma_{imp}^j(E) \phi(z, E, \mu) \end{aligned} \quad (C.10)$$

où μ est le cosinus de l'angle d'attaque de l'électron par rapport à \mathbf{B} ; $\sigma_{imp,el}^j$ et σ_{imp}^j sont les sections efficaces élastique et totale (élastique + inélastique) de collision électrons-neutres pour l'espèce neutres j ; N_j est la densité de cette espèce; S est le terme source due aux collisions inélastique et aux productions primaires (photoélectrons et électrons précipités). En introduisant la profondeur élémentaire de collision $d\tau = \sum_j N_j \sigma_{imp}^j dz$. L'équation (C.10) devient (Lilensten et Blelly, 2002) :

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} \phi(\tau, E, \mu) &= \frac{n_e}{\sum_j N_j \sigma_{imp}^j(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E)\phi(\tau, E, \mu)) \\ &+ \frac{source}{\sum_j N_j \sigma_{imp}^j(E)} - \phi(\tau, E, \mu) \end{aligned} \quad (C.11)$$

$$avec : source = \sum_j N_j \sigma_{imp,el}^j(E) \frac{1}{2} \int_{-1}^1 p_j(\mu, \mu') \phi(\tau, E, \mu') d\mu' + S(\tau, E, \mu).$$

Résolution numérique d'une EDP de type parabolique

Soit à résoudre une équation aux dérivées partielles (EDP) de type parabolique, donnée par :

$$\frac{\partial n_j}{\partial t} = \alpha_j \frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2} + \beta_j \frac{\partial n_j}{\partial z} + \gamma_j n_j + \delta_j \quad (\text{D.1})$$

où n_j est la densité d'une espèce j ; z et t sont respectivement la variable de l'espace et la variable temporelle; α_j , β_j , γ_j et δ_j sont des coefficients réels (voir la section 3.1.4). Pour avoir la forme numérique de l'équation (D.1), nous remplaçons les dérivées partielles par leurs approximations, en utilisant le schéma numérique de Crank-Nicolson (méthode complètement implicite) qui consiste à prendre les dérivées partielles spatiales de n_j à l'instant $t + \Delta t$, c'est à dire (Oran et Boris, 2005) :

$$\left. \frac{\partial n_j}{\partial z} \right|_{z=z_k} = \frac{n_{j,k+1}^{t+\Delta t} - n_{j,k-1}^{t+\Delta t}}{2\Delta z} \quad (\text{D.2})$$

$$\left. \frac{\partial^2 n_j}{\partial z^2} \right|_{z=z_k} = \frac{n_{j,k+1}^{t+\Delta t} - 2n_{j,k}^{t+\Delta t} + n_{j,k-1}^{t+\Delta t}}{(\Delta z)^2} \quad (\text{D.3})$$

$$\left. \frac{\partial n_j}{\partial t} \right|_{z=z_k} = \frac{n_{j,k}^{t+\Delta t} - n_{j,k}^t}{\Delta t} \quad (\text{D.4})$$

avec n_j prend comme variables de temps $t + \Delta t$ et de l'espace z_k (l'altitude), par commodité du langage, on notera $n_j(z_k, t + \Delta t)$ par $n_{j,k}^{t+\Delta t}$; Δz et Δt sont les pas de la discrétisation

spatiale et temporelle. Remplaçons (D.2), (D.3) et (D.4) dans l'EDP donnée en énoncé, l'équation devient :

$$-a_{j,k}n_{j,k-1}^{t+\Delta t} + b_{j,k}n_{j,k}^{t+\Delta t} - c_{j,k}n_{j,k+1}^{t+\Delta t} = S_{j,k}^t \quad (\text{D.5})$$

où :

$$a_{j,k} = 1 - \frac{\Delta z}{2} \frac{\beta_{j,k}}{\alpha_{j,k}} \quad (\text{D.6})$$

$$b_{j,k} = 2 + \frac{(\Delta z)^2}{(\Delta t)\alpha_{j,k}} - \frac{(\Delta z)^2\gamma_{j,k}}{\alpha_{j,k}} \quad (\text{D.7})$$

$$c_{j,k} = 1 + \frac{\Delta z}{2} \frac{\beta_{j,k}}{\alpha_{j,k}} \quad (\text{D.8})$$

$$S_{j,k}^t = \frac{(\Delta z)^2\delta_{j,k}}{\alpha_{j,k}} + \frac{(\Delta z)^2}{(\Delta t)\alpha_{j,k}}n_{j,k}^t \quad (\text{D.9})$$

Il nous reste maintenant à résoudre un système matriciel tridiagonal qui est obtenu à partir de la modification des coefficients $a_{j,k}$, $b_{j,k}$, $c_{j,k}$ et $S_{j,k}^t$ dans les limites de la grille spatiale $[z_1, z_K]$. Nous avons donc, à la limite basse $k = 1$ (Oran et Boris, 2005) :

$$S_{j,1}^t \longrightarrow S_{j,1}^t \quad (\text{D.10})$$

$$a_{j,1} \longrightarrow 0 \quad (\text{D.11})$$

et la limite haute $k = K$ (Oran et Boris, 2005) :

$$a_{j,K} \longrightarrow a_{j,K} + c_{j,K} = 2 \quad (\text{D.12})$$

$$b_{j,K} \longrightarrow b_{j,K} + 2(\Delta z)c_{j,K}Q_{j,K} \quad (\text{D.13})$$

$$S_{j,K}^t \longrightarrow S_{j,K}^t + \frac{2(\Delta z)c_{j,K}F_{j,a}}{\alpha_{j,K}} \quad (\text{D.14})$$

$$c_{j,K} \longrightarrow 0 \quad (\text{D.15})$$

où $Q_{j,K} = \frac{1}{T_{j,K}} \frac{T_{j,K} - T_{j,K-1}}{\Delta z} + \frac{1}{H_{j,K}}$, $T_{j,K}$ et $H_{j,K}$ sont respectivement la température et la hauteur d'échelle individuelle ; $F_{j,a} = n_{j,K}v_{j,K}$ est le flux des espèces j animées d'une vitesse $v_{j,K}$. Avec la matrice tridiagonale modifiée comme décrit ci-dessus, la densité $n_{j,k}^{t+\Delta t}$ à une altitude donnée z_k , est calculée par l'algorithme régressif de Thomas comme suit (Oran et Boris, 2005) :

$$n_{j,K}^{t+\Delta t} = e_{j,K} \quad (\text{D.16})$$

$$n_{j,k}^{t+\Delta t} = r_{j,k}n_{j,K+1}^{t+\Delta t} + e_{j,k}, k = K - 1, \dots, 1 \quad (\text{D.17})$$

où :

$$r_{j,1} = \frac{c_{j,1}}{b_{j,1}} \quad (\text{D.18})$$

$$e_{j,1} = \frac{S_{j,1}^t}{b_{j,1}} \quad (\text{D.19})$$

$$r_{j,k} = \frac{c_{j,k}}{b_{j,k} - a_{j,k}r_{j,k-1}}, k = 2, \dots, K \quad (\text{D.20})$$

$$e_{j,k} = \frac{S_{j,k}^t - a_{j,k}e_{j,k-1}}{b_{j,k} - a_{j,k}r_{j,k-1}}, k = 2, \dots, K \quad (\text{D.21})$$

Méthode de Runge-Kutta-Fehlberg

Pour résoudre le système d'équations différentielles rencontrées dans le modèle d'ablation des météoroïdes (section 5.2.1), nous avons choisi la méthode de Runge-Kutta-Fehlberg d'ordre 5, grâce à ses avantages et sa précision par rapport aux autres méthodes de Runge-Kutta d'ordres inférieurs. Si on considère un problème à valeur initiale (PVI) de " N " équations différentielles ($i = 1, N$) de premier ordre de forme :

$$\frac{dy_j}{dx} = f_j(x, y_j) \quad (\text{E.1})$$

$$y_j(x_0) = y_{j,0} \quad (\text{E.2})$$

où x est la variable indépendante ; y_j est la colonne des fonctions inconnues ; f_j désigne une colonne, fonction de la colonne y_j et de la variable x . Cette méthode repose sur le principe de l'itération, c'est-à-dire qu'une première estimation de la solution est utilisée pour calculer une seconde estimation plus précise par l'algorithme numérique ([Cheney et Kincaid, 2012](#)) :

$$\tilde{y}_j = y_j(x) + \frac{25}{216}K_{j,1} + \frac{1408}{2565}K_{j,3} + \frac{2197}{4104}K_{j,4} - \frac{1}{5}K_{j,5} \quad (\text{E.3})$$

$$y_j(x+h) = y_j(x) + \frac{16}{135}K_{j,1} + \frac{6656}{12825}K_{j,3} + \frac{28561}{56430}K_{j,4} - \frac{9}{50}K_{j,5} + \frac{2}{55}K_{j,6} \quad (\text{E.4})$$

où h est le pas de la discrétisation, les coefficients $K_{j,i=1,6}$ sont donnés par ([Cheney et Kincaid, 2012](#)) :

$$K_{j,1} = hf_j(x, y_j) \quad (\text{E.5})$$

$$K_{j,2} = hf_j\left(x + \frac{1}{4}h, y_j + \frac{1}{4}K_{j,1}\right) \quad (\text{E.6})$$

$$K_{j,3} = hf_j\left(x + \frac{3}{8}h, y_j + \frac{3}{32}K_{j,1} + \frac{9}{32}K_{j,2}\right) \quad (\text{E.7})$$

$$K_{j,4} = hf_j\left(x + \frac{12}{13}h, y_j + \frac{1932}{2197}K_{j,1} - \frac{7200}{2197}K_{j,2} + \frac{7296}{2197}K_{j,3}\right) \quad (\text{E.8})$$

$$K_{j,5} = hf_j\left(x + h, y_j + \frac{439}{216}K_{j,1} - 8K_{j,2} + \frac{3680}{513}K_{j,3} - \frac{845}{4104}K_{j,4}\right) \quad (\text{E.9})$$

$$K_{j,6} = hf_j\left(x + \frac{1}{2}h, y_j - \frac{8}{27}K_{j,1} + 2K_{j,2} - \frac{3544}{2565}K_{j,3} + \frac{1859}{4104}K_{j,4} - \frac{11}{40}K_{j,5}\right) \quad (\text{E.10})$$

Afin d'adapter le pas de la discrétisation de cette méthode, on utilise la quantité $|y_j(x + h) - \tilde{y}_j|$.

Bibliographie

- L. ABBO, L. OFMAN, S. K. ANTIOCHOS, V. H. HANSTEEN, L. HARRA, Y. KO, G. LAPENTA, B. LI, P. RILEY, L. STRACHAN *et al.* : Slow solar wind : Observations and modeling. *Space Science Reviews*, 201(1):55–108, 2016.
- W. A. ABDOU, D. G. TORR, P. G. RICHARDS, M. R. TORR et E. L. BREIG : Results of a comprehensive study of the photochemistry of N_2^+ in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 89(A10):9069–9079, 1984.
- C. M. O. ALEXANDER : Exploration of quantitative kinetic models for the evaporation of silicate melts in vacuum and in hydrogen. *Meteoritics & Planetary Science*, 36(2):255–283, 2001.
- María Ángeles ARAGÓN ÁNGEL, Raül ORÚS PÉREZ, Manuel HERNÁNDEZ PAJARES, José Miguel JUAN ZORNOZA et Jaume SANZ SUBIRANA : Preliminary NeQuick assessment for future single frequency users of galileo. *In 6a Setmana Geomàtica 6a 2005 Barcelona*, pages 1–10, 2005.
- M. S. BAGIYA, H. P. JOSHI, K. N. IYER, M. AGGARWAL, S. RAVINDRAN et B. M. PANTHAN : TEC variations during low solar activity period (2005-2007) near the equatorial ionospheric anomaly crest region in India. *In Annales Geophysicae*, volume 27, pages 1047–1057, 2009.
- S. M. BAILEY, Charles A. BARTH et S. C. SOLOMON : A model of nitric oxide in the lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A8):SIA–22, 2002.

- P. M. BANKS et G. KOCKARTS : *Aeronomy*. Elsevier, 2013.
- C. A. BARTH, Kenneth David MANKOFF, S. M. BAILEY et S. C. SOLOMON : Global observations of nitric oxide in the thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A1):1027, 2003.
- D. BERMEJO-PANTALEÓN, B. FUNKE, M. LÓPEZ-PUERTAS, M. GARCÍA-COMAS, G. P. STILLER, T. VON CLARMANN, A. LINDEN, U. GRABOWSKI, M. HÖPFNER, M. KIEFER *et al.* : Global observations of thermospheric temperature and nitric oxide from MIPAS spectra at 5.3 μm . *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A10):A10313, 2011.
- D. BILITZA, D. ALTADILL, V. TRUHLIK, V. SHUBIN, I. GALKIN, B. REINISCH et X. HUANG : International Reference Ionosphere 2016 : From ionospheric climate to real-time weather predictions. *Space weather*, 15(2):418–429, 2017.
- A. BOUZIANE, M. A. FERDI et M. DJEBLI : Nitric oxide vibrationally excited levels and controlling processes in the Earth's upper atmosphere during the daytime. *Advances in Space Research*, 69(2):905–914, 2022a.
- A. BOUZIANE, M. A. FERDI et M. DJEBLI : Studying nighttime nitric oxide emission at 5.3 μm during the geomagnetic storm in the Earth's ionosphere. *Astrophysics and Space Science*, 367(1):1–10, 2022b.
- G. P. BRASSEUR et S. SOLOMON : *Aeronomy of the Middle Atmosphere : Chemistry and physics of stratosphere and mesosphere*. Springer, Dordrecht, 2005. URL <https://link.springer.com/book/10.1007/1-4020-3824-0>.
- M. BRAUNSTEIN et J. W. DUFF : Theoretical study of the $\text{N}(^2\text{D}) + \text{O}_2(\text{X}^3 \Sigma_g^-) \rightarrow \text{O} + \text{NO}$ reaction. *The Journal of Chemical Physics*, 113(17):7406–7413, 2000.
- E. L. BREIG, S. SANATANI et W. B. HANSON : Spatial variations of the $[\text{H}^+]/[\text{O}^+]$ ion concentration ratio in the topside F region : Observational evidence for H^+ ion flows. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 97(A5):6299–6313, 1992.

- M. J. BRUNGER, L. CAMPBELL, D. C. CARTWRIGHT, A. G. MIDDLETON, B. MOJARRABI et P. J. O. TEUBNER : Electron-impact excitation of rydberg and valence electronic states of nitric oxide : I. Differential cross sections. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 33(4):783, 2000.
- X. CAI, T. YUAN et J. V. ECCLES : A numerical investigation on tidal and gravity wave contributions to the summer time Na variations in the midlatitude E region. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 122(10):10,577–10,595, 2017.
- G. E. CALEDONIA, R. H. KRECH, D. B. OAKES, S. J. LIPSON et W. A. M. BLUMBERG : Products of the reaction of 8 km/s N(⁴S) and O₂. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A6):12833–12837, 2000.
- P. J. S. B. CARIDADE, J. LI, V. C. MOTA et A. J. C. VARANDAS : The O + NO(v) vibrational relaxation processes revisited. *The Journal of Physical Chemistry A*, 122(24):5299–5310, 2018.
- P. J. S. B. CARIDADE, V. C. MOTA, J. R. MOHALLEM et A. J. C. VARANDAS : A theoretical study of rate coefficients for the O+ NO vibrational relaxation. *The Journal of Physical Chemistry A*, 112(5):960–965, 2008.
- L. N. CARTER et J. M. FORBES : Global transport and localized layering of metallic ions in the upper atmosphere. *Annales Geophysicae*, 17(2):190–209, 1999.
- E. W. CHENEY et D. R. KINCAID : *Numerical mathematics and computing*. Cengage Learning, 2012.
- E. R. CONSTANTINIDES, J. H. BLACK, A. DALGARNO et J. H. HOFFMAN : The photochemistry of N⁺ ions. *Geophysical Research Letters*, 6(7):569–572, 1979.
- A. J. COSTER, L. GONCHARENKO, S. R. ZHANG, P. J. ERICKSON, W. RIDEOUT et J. VIERINEN : GNSS observations of ionospheric variations during the 21 August 2017 solar eclipse. *Geophysical Research Letters*, 44(24):12–041, 2017.
- P. D. CRAVEN, D. L. GALLAGHER et Richard H. COMFORT : Relative concentration of He⁺ in the inner magnetosphere as observed by the DE 1 retarding ion mass spectrometer. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 102(A2):2279–2289, 1997.

- A. DALGARNO : Vibrationally excited molecules in atmospheric reactions. *Planetary and Space Science*, 10:19–28, 1963.
- M. H. DENTON, G. J. BAILEY, C. R. WILFORD, A. S. RODGER et S. VENKATRAMAN : He⁺ dominance in the plasmasphere during geomagnetically disturbed periods : 1. Observational results. *Annales Geophysicae*, 20(4):461–470, 2002.
- B. DIAS, J. B. SCOGGINS et T. E. MAGIN : Luminosity calculation of meteor entry based on detailed flow simulations in the continuum regime. *Astronomy & Astrophysics*, 635(1):A184, 2020.
- V. DIKAREV, E. GRÜN, J. BAGGALEY, D. GALLIGAN, M. LANDGRAF et R. JEHN : The new ESA meteoroid model. *Advances in Space Research*, 35(7):1282–1289, 2005.
- I. DOTAN, P. M. HIERL, R. A. MORRIS et A. A. VIGGIANO : Rate constants for the reactions of N⁺ and N₂⁺ with O₂ as a function of temperature (300–1800 K). *International journal of mass spectrometry and ion processes*, 167:223–230, 1997.
- J. W. DUFF, H. DOTHE et R. D. SHARMA : A first-principles model of spectrally resolved 5.3 μm nitric oxide emission from aurorally dosed nighttime high-altitude terrestrial thermosphere. *Geophysical Research Letters*, 32(17):L17108, 2005.
- J. W. DUFF et R. D. SHARMA : Quasiclassical trajectory study of NO vibrational relaxation by collisions with atomic oxygen. *Journal of the Chemical Society, Faraday Transactions*, 93(16):2645–2649, 1997.
- J. T. EMMERT, D. P. DROB, J. M. PICONE, D. E. SISKIND, M. JONES JR., M. G. MLYNCZAK, P. F. BERNATH, X. CHU, E. DOORNBOS, B. FUNKE, L. P. GONCHARENKO, M. E. HERVIG, M. J. SCHWARTZ, P. E. SHEESE, F. VARGAS, B. P. WILLIAMS et T. YUAN : NRLMSIS 2.0 : A whole-atmosphere empirical model of temperature and neutral species densities. *Earth and Space Science*, 8(3):e2020EA001321, 2021.
- J. A. FENNELLY et D. G. TORR : Photoionization and photoabsorption cross sections of O, N₂, O₂, and N for aeronomic calculations. *Atomic Data and Nuclear data tables*, 51(2):321–363, 1992.

- J. T. FENTZKE et D. JANCHES : A semi-empirical model of the contribution from sporadic meteoroid sources on the meteor input function in the MLT observed at Arecibo. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 113(A3):A03304, 2008.
- M. A. FERDI, A. BOUZIANE et M. DJEBLI : Time-dependent behavior of nitric oxide excited states under the effect of electron impact. *Physics of Plasmas*, 28(2):024503, 2021.
- R. P. FERNANDO et I. W. M. SMITH : Vibrational relaxations of NO by atomic oxygen. *Chemical Physics Letters*, 66(2):218–222, 1979.
- L. FLETCHER, B. R. DENNIS, H. S. HUDSON, S. KRUCKER, K. PHILLIPS, A. VERONIG, M. BATTAGLIA, L. BONE, A. CASPI, Q. CHEN *et al.* : An observational overview of solar flares. *Space science reviews*, 159(1):19–106, 2011.
- T. FUJII et T. FUKUCHI : *Laser remote sensing*. CRC press, 2005.
- V. GARZÓ et A. SANTOS : *Kinetic theory of gases in shear flows : nonlinear transport*, volume 131. Springer Science & Business Media, 2003.
- V. A. GORELOV, M. K. GLADYSHEV, A. Y. KIREEV, I. V. YEGOROV, Y. A. PLASTININ et G. F. KARABADZHAK : Experimental and numerical study of nonequilibrium ultraviolet NO and N emission in shock layer. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 12(2):172–179, 1998.
- J. T. GOSLING : The solar flare myth. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 98(A11):18937–18949, 1993.
- B. D. GREEN, G. E. CALEDONIA, R. E. MURPHY et F. X. ROBERT : The vibrational relaxation of NO($v = 1-7$) by O₂. *The Journal of Chemical Physics*, 76(5):2441–2448, 1982.
- W. B. HANSON, D. L. STERLING et R. F. WOODMAN : Source and identification of heavy ions in the equatorial F layer. *Journal of Geophysical Research*, 77(28):5530–5541, 1972.

- D. A. HARDY, M. S. GUSSENHOVEN et E. HOLEMAN : A statistical model of auroral electron precipitation. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 90(A5):4229–4248, 1985.
- F. HELLBERG, S. ROSÉN, R. THOMAS, A. NEAU, M. LARSSON, A. PETRIGNANI et W. J. van der ZANDE : Dissociative recombination of NO^+ : Dynamics of the $X^1\Sigma^+$ and $a^3\Sigma^+$ electronic states. *The Journal of chemical physics*, 118(14):6250–6259, 2003.
- J. T. HERRON : Evaluated chemical kinetics data for reactions of $\text{N}(^2\text{D})$, $\text{N}(^2\text{P})$, and $\text{N}_2(\text{A}^3\Sigma_u^+)$ in the gas phase. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 28(5):1453–1483, 1999.
- X. HU, Z. YAN, S. GUO, Y. CHENG et J. GONG : Sodium fluorescence doppler lidar to measure atmospheric temperature in the mesopause region. *Chinese Science Bulletin*, 56(4):417–423, 2011.
- J. D. HUBA, G. JOYCE et J. A. FEDDER : Sami2 is Another Model of the Ionosphere (SAMI2) : A new low-latitude ionosphere model. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 105(A10):23035–23053, 2000.
- J. D. HUBA, A. MAUTE et G. CROWLEY : SAMI3_ICON : Model of the ionosphere/plasmasphere system. *Space science reviews*, 212(1):731–742, 2017.
- D. L. HUESTIS : Accurate evaluation of the chapman function for atmospheric attenuation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 69(6):709–721, 2001.
- R. D. HUNSUCKER et J. K. HARGREAVES : *The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation*. Cambridge University Press, 2007.
- E. S. HWANG, K. J. CASTLE et J. A. DODD : Vibrational relaxation of NO ($v = 1$) by oxygen atoms between 295 and 825 K. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A3), 2003.
- U. S. INAN et M. GOŁKOWSKI : *Principles of plasma physics for engineers and scientists*. Cambridge university press, 2010.

- V. G. ISTOMIN : Ions of extra-terrestrial origin in the earth's ionosphere. *Planetary Space Sci.*, 11(2):173–174, 1963.
- Y. ITIKAWA : Cross sections for electron collisions with nitrogen molecules. *Journal of physical and chemical reference data*, 35(1):31–53, 2006.
- Y. ITIKAWA : Cross sections for electron collisions with oxygen molecules. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 38(1):1–20, 2009.
- D. JANCHES, L. P. DYRUD, S. L. BROADLEY et J. M. C. PLANE : First observation of micrometeoroid differential ablation in the atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 36(6):L06101, 2009.
- D. JANCHES, N. SWARNALINGAM, J. D. CARRILLO-SANCHEZ, J. C. GOMEZ-MARTIN, R. MARSHALL, D. NESVORNÝ, J. M. C. PLANE, W. FENG et P. POKORNÝ : Radar detectability studies of slow and small zodiacal dust cloud particles. III. the role of sodium and the head echo size on the probability of detection. *The Astrophysical Journal*, 843(1):1–11, 2017.
- M. JIN, W. B. MANCHESTER, B. van der HOLST, I. SOKOLOV, G. TÓTH, A. VOURLIDAS, C. A. de KONING et T. I. GOMBOSI : Chromosphere to 1 AU simulation of the 2011 march 7th event : A comprehensive study of coronal mass ejection propagation. *The Astrophysical Journal*, 834(2):172, 2017.
- W. JONES : Theoretical and observational determinations of the ionization coefficient of meteors. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 288(4):995–1003, 1997.
- S. R. KAEPLER, D. L. HAMPTON, M. J. NICOLLS, A. STRØMME, S. C. SOLOMON, J. H. HECHT et M. G. CONDE : An investigation comparing ground-based techniques that quantify auroral electron flux and conductance. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(10):9038–9056, 2015.
- M. C. KELLEY : *The Earth's ionosphere : plasma physics and electrodynamics*. Academic press, New York, 2009. URL <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-404013-7.X5001-1>.

- G. KOCKARTS : Nitric oxide cooling in the terrestrial thermosphere. *Geophysical Research Letters*, 7(2):137–140, 1980.
- E. KOPP : On the abundance of metal ions in the lower ionosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 102(A5):9667–9674, 1997.
- P. KUMAR et A. PANDEYA : Effect of coronal mass ejection on the earth’s magnetic field during the ascending and descending phase of solar cycles-24. *International Journal of Scientific Research*, 9(1):2277–8179, 2020.
- S. KUMAR et W. B. HANSON : The morphology of metallic ions in the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A12):6783–6801, 1980.
- R. R. LAHER et F. R. GILMORE : Updated excitation and ionization cross sections for electron impact on atomic oxygen. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 19(1):277–305, 1990.
- B. S. LANCHESTER, M. ASHRAFI et N. IVCHENKO : Simultaneous imaging of aurora on small scale in OI (777.4 nm) and N₂1P to estimate energy and flux of precipitation. *Annales Geophysicae*, 27(7):2881–2891, 2009.
- V. LAPORTA, R. CELIBERTO et J. M. WADEHRA : Theoretical vibrational-excitation cross sections and rate coefficients for electron-impact resonant collisions involving ro-vibrationally excited N₂ and NO molecules. *Plasma Sources Science and Technology*, 21(5):055018, 2012.
- V. N. LEBEDINETS, A. V. MANOCHINA et V. B. SHUSHKOVA : Interaction of the lower thermosphere with the solid component of the interplanetary medium. *Planetary and Space Science*, 21(8):1317–1332, 1973.
- L. A. LEONOVICH, A. V. TASHCHILIN, S. B. LUNYUSHKIN, Y. A. KARAVAEV et Y. V. PENSKIKH : Studying 630 nm atomic oxygen emission sources during strong magnetic storms in the night mid-latitude ionosphere. *Solar-Terrestrial Physics*, 5(2):33–38, 2019.
- J. LILENSTEN : *Resolution de l’équation de transport et applications dans le plasma ionosphérique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 1989.

- J. LILENSTEN et P. L. BLELLY : The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 64(7):775–793, 2002.
- J. LILENSTEN et P.L. BLELLY : *Du soleil à la terre : aéronomie et météorologie de l'espace*. Collection Grenoble sciences. Presses universitaires de Grenoble, 1999. URL <https://books.google.dz/books?id=j2ccAQAAMAAJ>.
- J. LILENSTEN, O. WITASSE, C. SIMON, H. SOLDI-LOSE, O. DUTUIT, R. THISSEN et C. ALCARAZ : Prediction of a N_2^{++} layer in the upper atmosphere of Titan. *Geophysical research letters*, 32(3):L03203, 2005.
- A. Z. LIU, Y. GUO, F. VARGAS et G. R. SWENSON : First measurement of horizontal wind and temperature in the lower thermosphere (105-140 km) with a Na Lidar at Andes Lidar Observatory. *Geophysical Research Letters*, 43(6):2374–2380, 2016.
- M. LÓPEZ-PUERTAS et F. W. TAYLOR : *Non-LTE radiative transfer in the Atmosphere*, volume 3. World Scientific, 2001. URL <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/4650>.
- D. R. MARSH, D. JANCHES, W. FENG et J. M. C. PLANE : A global model of meteoric sodium. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118(19):11,442–11,452, 2013.
- D. R. MARSH, S. C. SOLOMON et A. E. REYNOLDS : Empirical model of nitric oxide in the lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 109(A7):A07301, 2004.
- D. J. MCCOMAS, R. W. EBERT, H. A. ELLIOTT, B. E. GOLDSTEIN, J. T. GOSLING, N. A. SCHWADRON et R. M. SKOUG : Weaker solar wind from the polar coronal holes and the whole Sun. *Geophysical Research Letters*, 35(18):L18103, 2008.
- T. MCDONNELL, N. MCBRIDE, S. F. GREEN, P. R. RATCLIFF, D. J. GARDNER et A. D. GRIFFITHS : Near earth environment. *In Interplanetary Dust*, pages 163–231. Springer, 2001.

- M. MCFARLAND, D. L. ALBRITTON, F. C. FEHSENFELD, E. E. FERGUSON et A. L. SCHMELTEKOPF : Energy dependence and branching ratio of the $N_2^+ + O$ reaction. *Journal of Geophysical Research*, 79(19):2925–2926, 1974.
- R. R. MEIER, D. J. STRICKLAND, J. H. HECHT et A. B. CHRISTENSEN : Deducing composition and incident electron spectra from ground-based auroral optical measurements : A study of auroral red line processes. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 94(A10):13541–13552, 1989.
- Y. MEMARZADEH : *Ionospheric modeling for precise GNSS applications*. Citeseer, 2009.
- A. J. MIDEY, T. M. MILLER et A. A. VIGGIANO : Reactions of N^+ , N_2^+ , and N_3^+ with NO from 300 to 1400 K. *The Journal of chemical physics*, 121(14):6822–6829, 2004.
- A. J. MIDEY et A. A. VIGGIANO : Rate constants for the reaction of O_2^+ with NO from 300 to 1400 K. *The Journal of chemical physics*, 110(22):10746–10748, 1999.
- I. MIQUEL, M. GONZÁLEZ, R. SAYÓS, G. G. BALINT-KURTI, S. K. GRAY et E. M. GOLDFIELD : Quantum reactive scattering calculations of cross sections and rate constants for the $N(^2D)+O_2(X^3\Sigma_g^-)\longrightarrow O(^3P)+NO(X^2\Pi)$ reaction. *The Journal of chemical physics*, 118(7):3111–3123, 2003.
- V. V. MISHIN, S. B. LUNYUSHKIN, A. V. MIKHALEV, Y. Y. KLIBANOVA, B. TSEGMED, Y. A. KARAVAEV, A. V. TASHCHILIN, L. A. LEONOVICH et Y. V. PENSKIKH : Extreme geomagnetic and optical disturbances over Irkutsk during the 2003 November 20 superstorm. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 181:68–78, 2018.
- M. MLYNCZAK, F. J. MARTIN-TORRES, J. RUSSELL, K. BEAUMONT, S. JACOBSON, J. KOZYRA, M. LOPEZ-PUERTAS, B. FUNKE, C. MERTENS, L. GORDLEY *et al.* : The natural thermostat of nitric oxide emission at 5.3 μm in the thermosphere observed during the solar storms of april 2002. *Geophysical Research Letters*, 30(21), 2003.
- Martin G. MLYNCZAK, F. Javier MARTIN-TORRES, Geoff CROWLEY, David P. KRATZ, Bernd FUNKE, Gang LU, Manuel LOPEZ-PUERTAS, James M. RUSSELL III, Janet KOZYRA, Chris MERTENS, Ramesh SHARMA, Larry GORDLEY, Richard PICARD, Jeremy WINICK et Larry PAXTON : Energy transport in the thermosphere during the solar

- storms of April 2002. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A12):S25, 2005.
- R. E. MURPHY, E. T. P. LEE et A. M. HART : Quenching of vibrationally excited nitric oxide by molecular oxygen and nitrogen. *The Journal of Chemical Physics*, 63(7):2919–2925, 1975.
- W. P. NICHOLSON, G. GRONOFF, J. LILENSTEN, A. D. AYLWARD et C. SIMON : A fast computation of the secondary ion production in the ionosphere of Mars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400(1):369–382, 2009.
- V. D. NIKOLAEVA, E. I. GORDEEV, D. D. ROGOV et A. V. NIKOLAEV : Auroral ionosphere model (AIM-E) adjustment for the regular E layer. *Solar-Terrestrial Physics*, 7(1):41–46, 2021.
- J. OBERHEIDE, M. G. MLYNCZAK, C. N. MOSSO, B. M. SCHROEDER, B. FUNKE et A. MAUTE : Impact of tropospheric tides on the nitric oxide 5.3 μm infrared cooling of the low-latitude thermosphere during solar minimum conditions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 118(11):7283–7293, 2013.
- E. S. ORAN et J. P. BORIS : *Numerical simulation of reactive flow*. Cambridge university press, 2005. URL <https://doi.org/10.1017/CB09780511574474>.
- D. PALLAMRAJU, S. CHAKRABARTI et S. C. SOLOMON : On deriving incident auroral particle fluxes in the daytime using combined ground-based optical and radar measurements. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A4):A04309, 2011.
- A. V. PAVLOV : New method in computer simulations of electron and ion densities and temperatures in the plasmasphere and low-latitude ionosphere. *Annales Geophysicae*, 21(7):1601–1628, 2003.
- A. V. PAVLOV : Ion chemistry of the ionosphere at E-and F-region altitudes : A review. *Surveys in geophysics*, 33(5):1133–1172, 2012.
- A. V. PAVLOV : Photochemistry of ions at D-region altitudes of the ionosphere : A review. *Surveys in Geophysics*, 35(2):259–334, 2014.

- A. V. PAVLOV : Diffusion and thermodiffusion of atmospheric neutral gases : A review. *Surveys in Geophysics*, 40(2):247–276, 2019.
- A. V. PAVLOV et N. M. PAVLOVA : Causes of the mid-latitude NmF2 winter anomaly at solar maximum. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, 67(10):862–877, 2005.
- J. R. PETERSON, A. LE PADELLEC, H. DANARED, G. H. DUNN, M. LARSSON, A. LARSSON, R. PEVERALL, C. STRÖMHOLM, S. ROSÉN, M. AF UGGLAS *et al.* : Dissociative recombination and excitation of N_2^+ : Cross sections and product branching ratios. *The Journal of chemical physics*, 108(5):1978–1988, 1998.
- J. M. PICONE, A. E. HEDIN, D. P. DROB et A. C. AIKIN : NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere : Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 107(A12):SIA–15, 2002.
- J. M. C. PLANE : The chemistry of meteoric metals in the Earth’s upper atmosphere. *International Reviews in Physical Chemistry*, 10(1):55–106, 1991.
- J. M. C. PLANE : A time-resolved model of the mesospheric Na layer : constraints on the meteor input function. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 4(3):627–638, 2004.
- J. M. C. PLANE, W. FENG et E. C. M. DAWKINS : The mesosphere and metals : Chemistry and changes. *Chemical reviews*, 115(10):4497–4541, 2015.
- Y. QIAN, D. P. KAISER, L. R. LEUNG et M. XU : More frequent cloud-free sky and less surface solar radiation in China from 1955 to 2000. *Geophysical Research Letters*, 33(1):L23705, 2006.
- J.A. RATCLIFFE : The ionosphere and the engineer. *Electronics and Power*, 12(11):381–382, 1966.
- W. T. RAWLINS, J. C. PERSON, M. E. FRASER, S. M. MILLER et W. A. M. BLUMBERG : The dipole moment and infrared transition strengths of nitric oxide. *The Journal of chemical physics*, 109(9):3409–3417, 1998.

- P. G. RICHARDS, J. A. FENNELLY et D. G. TORR : EUVAC : A solar EUV flux model for aeronomic calculations. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 99(A5):8981–8992, 1994.
- P. G. RICHARDS et D. VOGLOZIN : Reexamination of ionospheric photochemistry. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 116(A8):A08307, 2011.
- R. G. ROBLE et R. E. DICKINSON : How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophysical Research Letters*, 16(12):1441–1444, 1989.
- P. A. RODDY, G. D. EARLE, C. M. SWENSON, C. G. CARLSON et T. W. BULLETT : Relative concentrations of molecular and metallic ions in midlatitude intermediate and sporadic-E layers. *Geophysical research letters*, 31(19):L19807, 2004.
- L. A. ROGERS, K. A. HILL et R. L. HAWKES : Mass loss due to sputtering and thermal processes in meteoroid ablation. *Planetary and Space Science*, 53(13):1341–1354, 2005.
- James M. RUSSELL III, Martin G. MLYNCZAK, Larry L. GORDLEY, Joseph J. TANSOCK JR et Roy W. ESPLIN : Overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. In *Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research III*, volume 3756, pages 277–288, 1999. URL <https://doi.org/10.1117/12.366382>.
- S. P. SANDER, D. M. GOLDEN, M. J. KURYLO, G. K. MOORTGAT, P. H. WINE, A. R. RAVISHANKARA, C. E. KOLB, M. J. MOLINA, B. J. FINLAYSON-PITTS, R. E. HUIE *et al.* : Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies evaluation number 15. Rapport technique, Pasadena, CA : Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space, 2006.
- R. SCHUNK et A. NAGY : *Ionospheres : physics, plasma physics, and chemistry*. Cambridge university press, 2009. URL <https://doi.org/10.1017/CB09780511635342>.
- G. B. I. SCOTT, D. A. FAIRLEY, C. G. FREEMAN, M. J. MCEWAN et V. G. ANICICH : Gas-phase reactions of some positive ions with atomic and molecular nitrogen. *The Journal of chemical physics*, 109(20):9010–9014, 1998.

- D. E. SELF et J. M. C. PLANE : Absolute photolysis cross-sections for NaHCO₃, NaOH, NaO, NaO₂ and NaO₃ : implications for sodium chemistry in the upper mesosphere. *Physical Chemistry Chemical Physics*, 4(1):16–23, 2002.
- R. D. SHARMA, N. B. WHEELER, J. O. WISE, H. DOTHE et J. W. DUFF : Global variation in the 2.7 μm NO overtone limb-emission from the lower thermosphere. *Geophysical Research Letters*, 27(3):349–352, 2000.
- C. Y. SHE, H. LATIFI, J. R. YU, R. J. ALVAREZ, R. E. BILLS et C. S. GARDNER : Two-frequency lidar technique for mesospheric Na temperature measurements. *Geophysical Research Letters*, 17(7):929–932, 1990.
- C. H. SHEEHAN et J. MAURICE : Dissociative recombination of N₂⁺, O₂⁺, and NO⁺ : rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions. *J. Geophys. Res*, 109(A3):A03302, 2004.
- A. SILWAL, S. P. GAUTAM, P. POUDEL, M. KARKI, B. ADHIKARI, N. P. CHAPAGAIN, R. K. MISHRA, B. D. GHIMIRE et Y. MIGOYA-ORUE : Global positioning system observations of ionospheric total electron content variations during the 15th January 2010 and 21st June 2020 solar eclipse. *Radio Science*, 56(5):1–20, 2021.
- W. H. SMITH, J. BROMANDER, L. J. CURTIS, H. G. BERRY et R. BUCHTA : Lifetime measurements and absolute oscillator strengths for some vacuum-ultraviolet transitions in O I and O II. *The Astrophysical Journal*, 165:217, 1971.
- F. L. SMITH III et C. SMITH : Numerical evaluation of Chapman’s grazing incidence integral $ch(X, \chi)$. *Journal of Geophysical Research*, 77(19):3592–3597, 1972.
- S. C. SOLOMON : Global modeling of thermospheric airglow in the far ultraviolet. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 122(7):7834–7848, 2017.
- J. P. ST-MAURICE et P. J. LANEVILLE : Reaction rate of O⁺ with O₂, N₂, and NO under highly disturbed auroral conditions. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 103(A8):17519–17521, 1998.

- K. STAMNES et M. H. REES : Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 88 (A8):6301–6309, 1983.
- A. M. STARIK, N. S. TITOVA et I. V. ARSENTIEV : Comprehensive analysis of the effect of atomic and molecular metastable state excitation on air plasma composition behind strong shock waves. *Plasma Sources Science and Technology*, 19(1):015007, 2009.
- A. W. STEPHAN, R. R. MEIER, K. F. DYMOND, S. A. BUDZIEN et R. P. MCCOY : Quenching rate coefficients for $O^+(^2P)$ derived from middle ultraviolet airglow. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 108(A1):1034, 2003.
- S. Y. SU, C. K. CHAO, H. C. YEH et R. A. HEELIS : Seasonal and latitudinal distributions of the dominant light ions at 600 km topside ionosphere from 1999 to 2002. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 110(A1):A01302, 2005.
- R. A. SULTANOV et N. BALAKRISHNAN : Quantum mechanical investigations of the $N(^4S)+O_2(X^3\Sigma_g^-) \longrightarrow NO(X^2\Pi)+O(^3P)$ reaction. *The Journal of chemical physics*, 124(12):124321, 2006.
- W. E. SWARTZ, J. S. NISBET et A. E. S. GREEN : Analytic expression for the energy-transfer rate from photoelectrons to thermal-electrons. *Journal of Geophysical Research*, 76(34):8425–8426, 1971.
- Y. M. TANAKA, M. KUBOTA, M. ISHII, Y. MONZEN, Y. MURAYAMA, H. MORI et D. LUMMERZHEIM : Spectral type of auroral precipitating electrons estimated from optical and cosmic noise absorption measurements. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 111(A11):A11207, 2006.
- S. S. TAYAL et L. M. RICHARDSON : Oscillator strengths and inelastic scattering of electrons from O II. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 33 (3):443, 2000.
- A. D. TAYLOR : Earth encounter velocities for interplanetary meteoroids. *Advances in Space Research*, 17(12):205–209, 1996.

- J. E. TAYLOR : Characteristics of electric earth-current disturbances, and their origin. *Proceedings of the Royal Society of London*, 71(467-476):225–227, 1903.
- J. E. TITHERIDGE : An approximate form for the chapman grazing incidence function. *Journal of atmospheric and terrestrial physics*, 50(8):699–701, 1988.
- M. R. TORR et D. G. TORR : The role of metastable species in the thermosphere. *Reviews of Geophysics*, 20(1):91–144, 1982.
- K. VENKATARAMANI, J. D. YONKER et S. M. BAILEY : Contribution of chemical processes to infrared emissions from nitric oxide in the thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 121(3):2450–2461, 2016.
- A. A. VIGGIANO, W. B. KNIGHTON, S. WILLIAMS, S. T. ARNOLD, A. J. MIDEY et I. DOTAN : A reexamination of the temperature dependence of the reaction of N^+ with O_2 . *International Journal of Mass Spectrometry*, 223:397–402, 2003.
- M. N. VLASOV et M. C. KELLEY : Specific features of eddy turbulence in the turbopause region. *Annales Geophysicae*, 32(4):431–442, 2014.
- T. VONDRAK, J. M. C. PLANE, S. BROADLEY et D. JANCHES : A chemical model of meteoric ablation. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 8(23):7015–7031, 2008.
- R. W. WATT : Weather and wireless. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 55(231):273–301, 1929.
- T. N. WOODS et G. J. ROTTMAN : Solar ultraviolet variability over time periods of aeronomic interest. *Geophysical Monograph-American Geophysical Union*, 130:221–234, 2002.
- J. XU et A. K. SMITH : Perturbations of the sodium layer : controlled by chemistry or dynamics? *Geophysical research letters*, 30(20):2056, 2003.
- J. D. YONKER : *Contribution of the first electronically excited state of molecular nitrogen to thermospheric nitric oxide*. Thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2013. URL <http://hdl.handle.net/10919/22039>.

- B. YU, X. XUE, C. KUO, G. LU, C. J. SCOTT, J. WU, J. MA, X. DOU, Q. GAO, B. NING, L. HU, G. WANG, M. JIA, C. YU et X. QIE : The intensification of metallic layered phenomena above thunderstorms through the modulation of atmospheric tides. *Scientific Reports*, 9(1):1–13, 2019.
- T. YUAN, W. FENG, J. PLANE et D. R. MARSH : Photochemistry on the bottom side of the mesospheric Na layer. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 19(6):3769–3777, 2019.
- C. J. ZEIPPEN : Improved radiative transition probabilities for O II forbidden lines. *Astronomy and Astrophysics*, 173:410–414, 1987.
- E. C. ZIPF, P. J. ESPY et C. F. BOYLE : The excitation and collisional deactivation of metastable N(²P) atoms in auroras. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A2):687–694, 1980.