



HAL
open science

Analysis of energy transfers under the hypothesis of two-temperatures plasmas. Application to low and high pressure mercury discharges

Georges Zissis

► **To cite this version:**

Georges Zissis. Analysis of energy transfers under the hypothesis of two-temperatures plasmas. Application to low and high pressure mercury discharges. Plasmas. Université Toulouse III - Paul Sabatier, 1990. Français. NNT : . tel-03018064

HAL Id: tel-03018064

<https://hal.science/tel-03018064>

Submitted on 21 Nov 2020

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

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

THESE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITE PAUL SABATIER DE TOULOUSE (SCIENCES)

en vue de l'obtention

DU DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PAUL SABATIER
Spécialité : PHYSIQUE DES GAZ ET DES PLASMAS

par

Georges ZISSIS

ANALYSE DES TRANSFERTS D'ENERGIE DANS L'HYPOTHESE DE PLASMAS A DEUX TEMPERATURES. APPLICATION AUX DECHARGES MERCURE A BASSE ET HAUTE PRESSION

Soutenu le 14 Mai 1990 devant la Commission d'Examen

- | | |
|---|------------|
| MM. H. BRUNET, Professeur U.P.S., Toulouse | Président |
| D. BLANC, Professeur U.P.S., Toulouse | Examineurs |
| A. BOUCHOULE, Professeur Université d'Orléans | |
| M. CAPITELLI, Professeur Université de Bari (Italie) | |
| J.J. DAMELINCOURT, Maître de Conférence U.P.S., Toulouse | |
| M. GAILLARD, Directeur de recherche au CNRS, Université Paris XI | |
| M. JACROT, Directeur Service Développement, Philips Eclairage, Chartres | |
| P. LEPRINCE, Directeur de recherche au CNRS, Université Paris XI | |

THÈSE

par

Monsieur J. L. LAFITE, ingénieur des Ponts et Chaussées

présentée à l'Université de Paris

pour l'obtention du Degré de Docteur en Sciences
spécialement en Mécanique

en

1925

ANALYSE DES TRAVAUX PERFORMÉS EN MÉCANIQUE DANS
L'HYPOTHÈSE DE POMPES À DEUX TEMPÉRATURES.
APPLICATION AUX DÉCHARGES MÉRIDIENNES À BASSE ET
HAUTE PRESSION.

Présentée et soutenue publiquement le 15 Mars 1925

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I. — ÉTUDE GÉNÉRALE DE LA MÉCANIQUE DES POMPES	15
CHAPITRE II. — MÉCANIQUE DES POMPES À DEUX TEMPÉRATURES	25
CHAPITRE III. — MÉCANIQUE DES POMPES À HAUTE PRESSION	45
CHAPITRE IV. — MÉCANIQUE DES POMPES À BASSE PRESSION	65
CONCLUSION	85
BIBLIOTHÈQUE	95

"...τό ἐπίστασθαι συμβαίνει περί
πάσας τὰς μεθόδους, ὧν εἰσὶν ἀρχαὶ
ἢ αἰτίαι ἢ στοιχεῖα, ἐκ τοῦ ταῦτα
γνωρίζειν..."

Ἀριστοτέλη "Φυσικά" (184a1-3)

"...la compréhension approfondie des
principes et des causes, est indispensable
dans tous les domaines de la science, de
là résulte la connaissance..."

Aristote

1. The first part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice" and "The Hon. Mr. Justice".

2. The second part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice" and "The Hon. Mr. Justice".

3. The third part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice" and "The Hon. Mr. Justice".

4. The fourth part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice" and "The Hon. Mr. Justice".

Je tiens à remercier vivement Monsieur le Professeur D. Blanc, Directeur du Centre de Physique Atomique de Toulouse et Monsieur le Professeur H. Brunet, Directeur du laboratoire Décharges dans les Gaz (U.R.A.-277 au C.N.R.S.), de la confiance qu'ils m'ont accordé en m'accueillant dans leur laboratoire. J'exprime également ma sincère reconnaissance à Monsieur H. Brunet qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de Thèse.

Monsieur J.J. Damelin court, Maître de Conférence à l'Université Paul Sabatier, a dirigé ce travail. Ses conseils précieux et ses encouragements m'ont été d'une très grande aide. Que ce travail soit un témoignage de ma respectueuse reconnaissance.

Je remercie Monsieur A. Bouchoule, Professeur à l'Université d'Orléans d'avoir accepté d'être rapporteur de ce travail et de s'être déplacé à Toulouse pour participer au jury.

Monsieur M. Gaillard, Directeur de recherche au C.N.R.S. a bien voulu être rapporteur de cette étude et se déplacer à Toulouse pour siéger au jury de ma Thèse. Qu'il trouve ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'exprime mes remerciements à Monsieur P. Leprince, Directeur de recherche au C.N.R.S, qui a examiné ce mémoire en tant que rapporteur et qui participe à mon jury malgré ses multiples obligations.

Monsieur M. Capitelli, Professeur à l'Université de Bari a bien voulu examiner mon travail et ses conseils m'ont été précieux. Je tiens à le remercier de l'honneur qu'il m'a fait en se déplaçant à Toulouse pour participer au jury.

Je remercie aussi Monsieur M. Jacrot, Directeur du Service Développement du Centre Industriel de Chartres, qui a suivi avec grand intérêt le développement de cette étude et qui participe aujourd'hui à mon jury. A travers lui, je voudrais également remercier la Compagnie Philips Eclairage (France) sans qui cette étude n'aurait pas pu être réalisée.

Monsieur M. Yousfi, Chargé de recherche au C.N.R.S. m'a beaucoup soutenu dans la réalisation de certaines parties de ce mémoire, ses conseils amicaux m'ont souvent aidé à franchir les obstacles. Monsieur S. Couris, Chercheur au Centre de recherche de Crète a collaboré avec moi dans l'analyse des écarts à l'équilibre thermodynamique. Les

conseils de Monsieur M. Aubès, Maître de Conférence à l'Université Paul Sabatier, ont été pour moi d'une valeur inestimable parce qu'ils m'ont permis d'éclaircir certains "points obscurs". Je les prie tous de trouver ici l'expression des mes sentiments les plus amicaux.

Les résultats expérimentaux dont je vais rendre compte n'auraient pu être obtenus sans la participation de Mademoiselle P. Bénétruy que je tiens à remercier vivement. A travers elle, je voudrais également exprimer mon amitié à tous mes collègues du C.P.A.T. qui m'ont toujours apporté leurs concours. Je remercie également Monsieur M. Belinguier pour la réalisation matérielle de ce mémoire.

Ce travail m'a été facilité par l'aide financière du Service des Bourses du Ministère des Affaires Etrangères de France et par le soutien à l'Université de Crète du Professeur D. Karabourniotis.

ZISSIS (Georges). - Analyse des transferts d'énergie dans l'hypothèse de plasmas à deux températures. Application aux décharges mercure à basse et haute pression.

Thèse de l'Université Paul Sabatier : Physique des Gaz et des Plasmas : Toulouse III : 1990 : 669

RESUME :

Ce travail est consacré à la modélisation des décharges établies dans des atmosphères de vapeurs métalliques (mercure) et de gaz rare (argon principalement), ces décharges sont stabilisées par parois. On s'est particulièrement attaché à l'étude des transferts de l'énergie dont la redistribution conditionne l'état du plasma par rapport à l'équilibre thermodynamique local. Nous avons été amenés à étudier deux cas extrêmes: les décharges mercure-gaz rare basse pression et les décharges mercure haute pression.

Le premier cas est représentatif d'une situation complètement hors de l'Equilibre Thermodynamique Local. La température des particules lourdes, qui est proche de la température ambiante, est bien inférieure à la température électronique. Nous avons, pour ces décharges, développé un modèle collisionnel-radiatif qui permet de décrire le milieu et d'extraire les informations concernant les mécanismes de transfert d'énergie et de masse dans la décharge. Nous avons comparé nos résultats numériques avec des résultats expérimentaux, obtenus au laboratoire, qui concernent les valeurs du champ électrique et de l'émission ultra-violette.

Le deuxième cas est proche de l'Equilibre Thermodynamique Local mais la température des électrons peut être légèrement supérieure à la température des particules lourdes. Nous avons évalué, à partir de l'hypothèse d'un plasma à deux températures, les déviations par rapport à la loi de Boltzmann pour les niveaux 6^3P du mercure et sur la fonction de distribution des vitesses électroniques.

MOTS CLES :

- Décharge basse pression
 - Décharge haute pression
 - Mercure
 - Fonction de distribution électronique
 - Equilibre Thermodynamique
 - Transfert d'énergie
-

JURY et date de soutenance : 14 mai 1990

Président : H. BRUNET
Membres : D. BLANC
A. BOUCHOULE (Rapporteur)
M. CAPITELLI
J.J. DAMELIN COURT
M. GAILLARD (Rapporteur)
M. JACROT
P. LEPRINCE (Rapporteur)

1. The first part of the document is a letter to the President of the United States, dated 1789. It is signed by the members of the Continental Congress.

2. The second part of the document is a list of the names of the members of the Continental Congress, as of 1789.

3. The third part of the document is a list of the names of the members of the Continental Congress, as of 1789. This list is more detailed than the one in the second part, and includes the names of the members of the Continental Congress, as of 1789.

4. The fourth part of the document is a list of the names of the members of the Continental Congress, as of 1789. This list is the most detailed of the three, and includes the names of the members of the Continental Congress, as of 1789.

5. The fifth part of the document is a list of the names of the members of the Continental Congress, as of 1789. This list is the most detailed of the three, and includes the names of the members of the Continental Congress, as of 1789.

6. The sixth part of the document is a list of the names of the members of the Continental Congress, as of 1789. This list is the most detailed of the three, and includes the names of the members of the Continental Congress, as of 1789.

TITLE : Analysis of the energy transfer under the two temperature hypothesis. Application on the low and high pressure mercury discharges.

ABSTRACT :

In this work we deal with the modeling of wall stabilized electric discharges established in metal vapor (mercury) and rare gas mixtures. Our main interest is focused on the energy transfer in the discharge plasma. The thermodynamic state of the plasma is imposed by the energy redistribution in the positive column. For this reason we study two extreme cases: the low pressure mercury-rare gas discharges and the high pressure pure mercury discharges.

The low pressure discharges represent a particular case where the Local Thermodynamic Equilibrium hypotheses are no more valid. The atomic gas temperature remains close to the ambient temperature, whereas the electron temperature becomes very important. A collisional-radiative self-consistent model is developed in order to extract some informations about the discharge mechanisms. Our calculations are compared to the experimental values of the electric field strength and the Ultra-Violet emission intensities, obtained in our laboratory.

The high pressure mercury discharges are chosen to be very close to the Local Thermodynamic Equilibrium conditions. In this study we are interested by the influence of the two temperature hypothesis on the plasma parameters, namely Boltzmann decrement of the 6^3P mercury atomic states and the deviations on the maxwellian shape of the electron energy distribution function. Our basic assumption is that a slight difference between the electron and the atomic gas temperatures may be existent in the plasma. Whence we can apply the generalized Saha equation in order to determine the above mentioned quantities.

KEYWORDS :

- Low pressure discharge
- High pressure discharge
- Mercury
- Electron energy distribution function
- Thermodynamic equilibrium
- Energy transfer

The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the success of any business or organization. The text outlines various methods for recording transactions, including the use of journals, ledgers, and spreadsheets. It also discusses the importance of regular audits and reconciliations to ensure the accuracy of the records.

The second part of the document focuses on the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the success of any business or organization. The text outlines various methods for recording transactions, including the use of journals, ledgers, and spreadsheets. It also discusses the importance of regular audits and reconciliations to ensure the accuracy of the records.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions. It emphasizes that proper record-keeping is essential for the success of any business or organization. The text outlines various methods for recording transactions, including the use of journals, ledgers, and spreadsheets. It also discusses the importance of regular audits and reconciliations to ensure the accuracy of the records.

NOTATIONS ET GRANDEURS ASSOCIEES

- p_α : Pression partielle de l'espèce α (sans indice: pression totale)
 p_0 : Pression à 273.15 K
 n_α : Densité numérique de l'espèce α
 N_α : Densité totale sur la section droite du tube ($N_\alpha = 2\pi \int_0^R n_\alpha(r) dr$)
 R : Rayon du tube de la décharge
 I : Courant électrique
 j : Densité du courant
 E : Champ électrique
 P_A : Puissance dissipée/gagnée par le processus A
 T_e : Température électronique
 T_g : Température des particules lourdes
 T_{pf} : Température du point froid du tube
 θ : Rapport de températures ($\theta = T_e/T_g$)
 x : Degré d'ionisation du plasma
 α : Décrément de Boltzmann
 b : Décrément de Saha
 Λ_a : Longueur caractéristique de la diffusion ambipolaire
 λ_D : Longueur de Debye
 λ_L : Longueur de Landau
 d_e : Distance interparticulaire entre les électrons
 λ_e^m : Libre parcours moyen électronique
 Q^m : Section efficace de transfert de la quantité de mouvement
 Q_{ij} : Section efficace inélastique ($i < j$) ou superélastique ($i > j$)
 Q_e : Section efficace de Coulomb
 Λ_e : Logarithme de Coulomb
 ν_A : Fréquence caractéristique du processus A
 r_α, v_α : Vecteurs de position et de vitesse de la particule α
 E_e : Energie électronique
 u : Energie électronique en Volt ($E_e = eu$)
 u_e : Energie électronique moyenne ($eu_e = k_B T_e$)
 $f_\alpha(r_\alpha, v_\alpha, t)$: Fonction de distribution des vitesses de l'espèce α (si $\alpha = e$ l'indice est omis)
 J^A : Opérateur de collision relié au processus A
 ϕ_0, ϕ_1 : Partie isotrope et première anisotropie de la fonction de distribution
 F_0 : Partie isotrope de la fonction de distribution normalisée en énergie ($F_0 = \sqrt{E_e} \phi_0$)
 F_0^M : Fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann
 $\Omega^{*(i,j)}$: Intégrales de collision
 w_E : Vitesse de dérive des électrons
 μ_α : Mobilité électronique ($\alpha = e$) et ionique ($\alpha = i$)
 σ_α : Conductivité électrique due aux électrons ($\alpha = e$) et aux ions ($\alpha = i$)
 D_A : Coefficient de diffusion (A=0: diffusion ordinaire; A=a: diffusion ambipolaire)
 κ_α : Coefficient de conductivité thermique du gaz α
 η_α : Coefficient de viscosité du gaz α
 A_{ij}, B_{ji} : Coefficients d'Einstein pour la transition $i \rightarrow j$ (A: émission, B: absorption)
 τ_i : Temps de vie naturel du niveau excité i
 τ_i^* : Temps de vie effectif du niveau excité i
 Θ : Facteur de fuite du rayonnement ($\Theta = \tau_i^*/\tau_i$)
 $k_0(\nu), \tau_0(\nu)$: Coefficient d'absorption de la raie ν et épaisseur optique associée
 g_i : Poids statistique du niveau atomique i

U_{α} : Fonction de partition de l'espèce α
 E_s : Seuil d'excitation directe
 E_i : Energie du niveau i
 E_{ij} : Energie de transition $i \rightarrow j$
 E_{ion} : Potentiel d'ionisation
 ΔE^{ion} : Abaissement du potentiel d'ionisation
 m_{α} : Masse atomique de l'espèce α
 m_e : Masse électronique (9.109×10^{-31} Kg)
 e : Charge élémentaire (1.602×10^{-19} Cb)
 k_B : Constante de Boltzmann (1.38054×10^{-23} JK $^{-1}$)
 N_A : Nombre d'Avogadro (6.023×10^{23} mol $^{-1}$)
 R_g : Constante de gaz parfaits (8.3143 JK $^{-1}$ mol $^{-1}$)
 h : Constante de Planck (6.6262×10^{-34} Js)

ABREVIATIONS:

F.D.E.E.: Fonction de Distribution des Energies des Electrons

E.T.C.: Equilibre Thermodynamique Complète

E.T.L.: Equilibre Thermodynamique Local

E.T.L.P.: Equilibre Thermodynamique Local Partiel

S.Q.S.: Solution Quasi-Stationnaire

U.V.: Ultra-Violet

C.R.: Collisionnel-Radiatif

H.P.: Haute Pression

B.P.: Basse Pression

A*: Atome A excité

A*^m: Atome A excité à un niveau metastable

Indices: el: collisions élastiques ex: excitations sel: collisions superélastiques
 ion: ionisation P: ionisation Penning d: ionisation directe
 s: ionisation par paliers rad: processus radiatifs F: champ électrique
 dif: Diffusion ambipolaire

Etats atomiques du mercure: g: 6¹S₀ m: 6³P₀ r: 6³P₁
 s: 6³P₂ p: 6¹P₁ u: 7³S₁
 t: 7³D i: Hg⁺

FACTEURS DE CONVERSION DES UNITES DE PRESSION

	Pa	bar	atm	Torr
Pa	1.00	10 ⁻⁵	0.9869x10 ⁻⁵	0.75x10 ⁻²
bar	10 ⁵	1.00	0.9869	750
atm	1.013x10 ⁵	1.013	1.00	760
Torr	133.3	1.333x10 ⁻³	1.315x10 ⁻³	1.00

TABLE DES MATIERES

Introduction.....	13
I. Mécanismes élémentaires, notion d'équilibre thermodynamique et bilan de puissance dans la décharge.....	17
I.1 Définition du plasma - situation des plasmas étudiés.....	18
I.2 Processus collisionnels et transferts d'énergie dans la colonne positive, conséquences.....	20
I.2.1 Collisions élastiques.....	21
I.2.1.1 Collisions électron-neutre.....	22
I.2.1.2 Collisions électron-électron.....	25
I.2.2 Collisions inélastiques, excitation, désexcitation et ionisation des particules neutres.....	26
I.2.3 "Collisions" optiques.....	29
I.3 Equilibre Thermodynamique Complet (E.T.C.).....	30
I.4 Les inhomogénéités du plasma - Les phénomènes de transport de matière et de rayonnement.....	32
I.4.1 Diffusion ordinaire.....	32
I.4.2 Diffusion ambipolaire.....	33
I.4.3 Transfert du rayonnement.....	35
I.5 Transformation de l'énergie électrique et propriétés des différents types de décharges.....	37
I.6 Déviations à l'E.T.C - modélisation.....	38
I.6.1 Impossibilité de l'E.T.C., phases.....	40
I.6.1.1 Phase "E.T.L.".....	40
I.6.1.2 Phase "E.T.L.P." et "S.Q.S.".....	41
I.6.1.3 Phase "T.H.E.T.".....	42
I.6.2 Bases du modèle Collisionnel-Radiatif.....	43
II. Données de base.....	45
II.1 Collisions et Sections efficaces.....	45
II.1.1 Sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement.....	47
II.1.1.1 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions e ⁻ /Hg.....	48
II.1.1.2 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions e ⁻ /gaz rare.....	50
II.1.1.3 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions atome/atome.....	52
II.1.1.4 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions chargée/chargée.....	53
II.1.2 Collisions inélastiques.....	55
II.1.2.1 Sections efficaces des collisions e ⁻ /Hg.....	56
II.1.2.2 Sections efficaces des collisions e ⁻ /Ar.....	57
II.1.2.3 Sections efficaces des collisions atome/atome.....	59
II.1.3 Collisions superélastiques.....	61
II.1.4 Taux de réaction.....	61
II.2 Phénomènes de transport et coefficients de transport.....	63
II.2.1 Coefficients de transport du nuage électronique.....	66
II.2.1.1 Mobilité électronique.....	66
II.2.1.2 Coefficient de diffusion libre des électrons.....	71
II.2.1.3 Conductivité électrique du nuage électronique.....	71
II.2.1.4 Conductivité thermique du nuage électronique.....	72
II.2.1.5 Viscosité du nuage électronique.....	72
II.2.2 Coefficients de transport des particules lourdes.....	72
II.2.2.1 Mobilité ionique.....	74
II.2.2.2 Coefficient de diffusion de l'état fondamental du mercure.....	75
II.2.2.3 Coefficients de diffusion des états excités 6 ³ P ₀ et 6 ³ P ₂ du mercure.....	76
II.2.2.4 Coefficient de diffusion libre des ions.....	77
II.2.2.5 Conductivité électrique due aux ions.....	77
II.2.2.6 Conductivité thermique du gaz.....	77
II.2.2.7 Viscosité du gaz.....	79

II.3	Transfert du rayonnement et emprisonnement	81
II.3.1	Traitement complet	82
II.3.1.1	Cas de géométrie cylindrique	83
II.3.2	Traitement asymptotique de Holstein	84
II.3.2.1	Remarques	84
II.3.3	Emprisonnement des raies de résonance du mercure	86
III.	<i>Fonction de Distribution des Energies des Electrons</i>	91
III.1	Equation de Boltzmann.....	91
III.1.1	Critères de validité de la fonction de Maxwell	94
III.2	Résolution de l'Equation de Boltzmann.....	97
III.2.1	Hypothèses de base.....	98
III.2.2	Formes approximatives de la FDEE.....	99
III.2.2.1	Théorie de Druyvesteyn	99
III.2.2.2	Modèle à deux groupes d'électrons	100
III.2.2.3	Solution de Lagushenko.....	102
III.2.3	Résolution numérique de l'équation de Boltzmann.....	105
III.3	Détermination expérimentale de la FDEE.....	108
III.4	Résultats et Discussion.....	109
III.4.1	Comparaison de nos résultats avec la littérature.....	112
III.4.2	Influence des processus collisionnels.....	115
III.4.3	Influence du gaz rare	118
III.4.4	Fonction de Lagushenko - influence des paramètres.....	122
III.4.5	Influence de la fonction de distribution sur les paramètres de la décharge....	126
IV.	<i>Basse pression - le modèle collisionnel-radiatif</i>	129
IV.1	Principe de fonctionnement.....	130
IV.2	Influence des paramètres	132
IV.2.1	Influence de la pression de vapeur du mercure et du rayon du tube	133
IV.2.2	Pression et nature du gaz tampon	134
IV.2.3	Courant électrique	134
IV.3	Modélisation.....	135
IV.3.1	Difficultés	136
IV.3.2	Equations de base.....	137
IV.3.2.1	Conservation de population des états atomiques	138
IV.3.2.2	Conservation des électrons.....	140
IV.3.2.3	Conservation de l'énergie du gaz atomique.....	140
IV.3.2.4	Conservation de l'énergie électronique	141
IV.3.2.5	Equations annexes.....	142
IV.3.2.6	Conditions aux limites.....	142
IV.3.3	Hypothèses générales.....	144
IV.3.4	Un modèle classique - Le modèle de Waymouth	146
IV.3.5	Le modèle collisionnel-radiatif.....	149
IV.3.5.1	Procédure de calcul	153
IV.4	Résultats - Discussion	157
IV.4.1	Faibles diamètres - Comparaison des résultats avec l'expérience.....	158
IV.4.2	Diamètres classiques - Comparaison avec la littérature.....	161
IV.4.3	Influence du rayon du tube sur le champ électrique et sur la température électronique	167
IV.4.4	Influence de la pression d'argon.....	168
IV.4.5	Population des niveaux et rayonnement.....	169
IV.4.6	Bilan de puissance.....	172
V.	<i>Haute pression - E.T.L. et le modèle a deux températures</i>	175
V.1	Loi de Saha généralisée	176
V.2	Etude du milieu bitherme.....	178
V.2.1	Composition du milieu.....	178
V.2.2	Coefficients de transport.....	181
V.2.3	Transfert d'énergie par les collisions élastiques.....	186
V.3	Influence de l'hypothèse de 2-températures sur la FDEE.....	187
V.4	Estimation du rapport θ	191
	<i>Conclusions</i>	195

INTRODUCTION

CE MEMOIRE est consacré à l'étude théorique des mécanismes qui régissent le fonctionnement de la colonne positive des décharges électriques dans des mélanges de vapeur de mercure et de gaz rares (argon principalement). Nous nous sommes intéressés à deux cas particuliers:

- Les décharges "basse pression" (BP), d'une puissance électrique inférieure à 50W. Elle sont établies dans des mélanges de quelques 10^2 Pa de gaz rare et quelques 10^{-1} Pa de mercure (vapeur saturante à la température du "point froid" du tube).
- Les décharges "haute pression" (HP). Elles fonctionnent en général à puissances électriques élevées, 400W à 1000W, établies dans des vapeurs de mercure à une pression de quelques 10^5 Pa (vapeur sèche).

Une décharge mercure haute pression, est à priori, dans un état très proche de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.) et dans ce cas la seule connaissance du profil de température conduira à une connaissance acceptable de l'état de la colonne positive. Au contraire, une décharge mercure-gaz rare basse pression est un milieu complètement hors d'équilibre où chaque mécanisme doit être pris en compte séparément. Une des raisons du choix, pour ce mémoire, de ces deux cas extrêmes est que leur analyse nous permettra dans une étape future d'aborder la description des décharges à pressions intermédiaires (quelques dizaines à quelques centaines de hPa) en interprétant les présents résultats comme des limites des états thermodynamiques possibles. Ces pressions correspondent à l'évolution d'un plasma vers son état d'équilibre thermodynamique. D'un point de vue plus appliqué, les conditions citées correspondent à la montée en régime des lampes haute pression, régime dynamique qui peut durer de quelques secondes à la dizaine de minutes.

L'analyse théorique, à pression élevée comme à basse pression, des phénomènes qui régissent le comportement d'un plasma de décharge électrique, nécessite la connaissance des interactions entre les divers constituants du mélange. Ces interactions, ou collisions, peuvent être décrites à partir de la connaissance des sections efficaces qui les caractérisent. Ce sont encore les collisions qui gouvernent les mécanismes de transport de matière ou de rayonnement dans le milieu et fixent la composition du plasma.

La présence de gradients de températures, les modifications de la composition, la présence de différences de potentiel électrique sont à l'origine des transport de matière ou

d'énergie. Ces différences sont inhérentes au fonctionnement de la décharge et, compte tenu des dimensions de l'enceinte qui contient le plasma, les gradients et les flux qui leur correspondent peuvent être très élevés.

La prise en compte simultanée de ces différents mécanismes est quelquefois difficile voire impossible à réaliser. Il faudra alors évaluer séparément leurs effets pour ne conserver dans un même modèle que les mécanismes qui sont prépondérants dans les conditions expérimentales traitées.

Enfin, il ne faut pas oublier (et c'est même ici sa vocation principale!) que le plasma émet du rayonnement (U.V, visible, I.R.) et que ce rayonnement interagit avec les particules qui composent le milieu. On prendra donc bien évidemment en compte le transfert du rayonnement dans la décharge.

Dans le premier chapitre, nous allons exposer les processus élémentaires qui prennent naissance dans la colonne positive ainsi que les mécanismes de transferts d'énergie dans le plasma. Nous donnerons quelques ordres de grandeur afin de chiffrer l'importance de ces mécanismes. Nous concluons ce chapitre par une étude de l'équilibre thermodynamique et des "phases" qui apparaissent quand le système s'éloigne progressivement de cet état.

Le deuxième chapitre est consacré au rassemblement et à la validation des données de base, tels que les sections efficaces et les coefficients de transport de matière et de rayonnement. Ces données sont nécessaires pour la modélisation de la colonne positive aussi bien à basse pression qu'à haute pression. Nous avons comparé les données que l'on peut trouver dans la littérature afin de retenir les plus cohérentes. Cependant dans certains cas, nous avons été amenés à calculer ces coefficients.

La fonction de distribution des énergies électroniques (FDEE) fait l'objet du troisième chapitre. Sa connaissance est indispensable pour la modélisation étant donné qu'elle constitue la base des calculs des taux de réaction, des coefficients de transport de la matière, des transferts d'énergie... Nous discutons tout d'abord des conditions pour lesquelles l'utilisation d'une fonction de distribution de Maxwell-Boltzmann est légitime. Ensuite, nous résolvons l'équation de Boltzmann dans le cas particulier des décharges basse pression. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature et ceux de l'expérience.

Pour l'étude des décharges basse pression, nous avons développé un modèle collisionnel-radiatif dont les bases sont exposées dans le quatrième chapitre. Nous avons appliqué notre modèle dans une large gamme de décharges mercure-argon basse pression

et nous avons comparé nos résultats à ceux de la littérature et avec les valeurs expérimentales obtenues dans notre laboratoire. Notons que notre intérêt s'est plutôt focalisé sur les décharges établies dans des tubes dont le diamètre varie de 1mm à quelques mm, situations qui n'ont jamais été étudiées auparavant.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude des décharges haute pression dans l'hypothèse de deux températures ($T_e > T_g$). Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux écarts par rapport à l'état de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.). Nous avons développé un modèle basé sur la loi de Saha généralisée par Prigogine. Ce modèle nous permet d'étudier les écarts éventuels aux lois de Boltzmann et de Maxwell si une différence de température entre les électrons et les particules lourdes existe dans la décharge.

... ..
... ..
... ..

... ..
... ..
... ..
... ..
... ..

I. MECANISMES ELEMENTAIRES, NOTION D'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE ET BILAN DE PUISSANCE DANS LA DECHARGE

LA CONVERSION, en rayonnement ou en chaleur, de la puissance électrique apportée au plasma par le générateur extérieur, passe par l'accélération des électrons libres dans le champ électrique qu'il crée au sein de la décharge. L'énergie électrique est donc tout d'abord transformée en énergie cinétique. Elle sera redistribuée dans la décharge, à courtes distances par l'intermédiaire des collisions, à plus longues distances par l'intermédiaire des transports de matière ou de rayonnement (Fig 1.1).

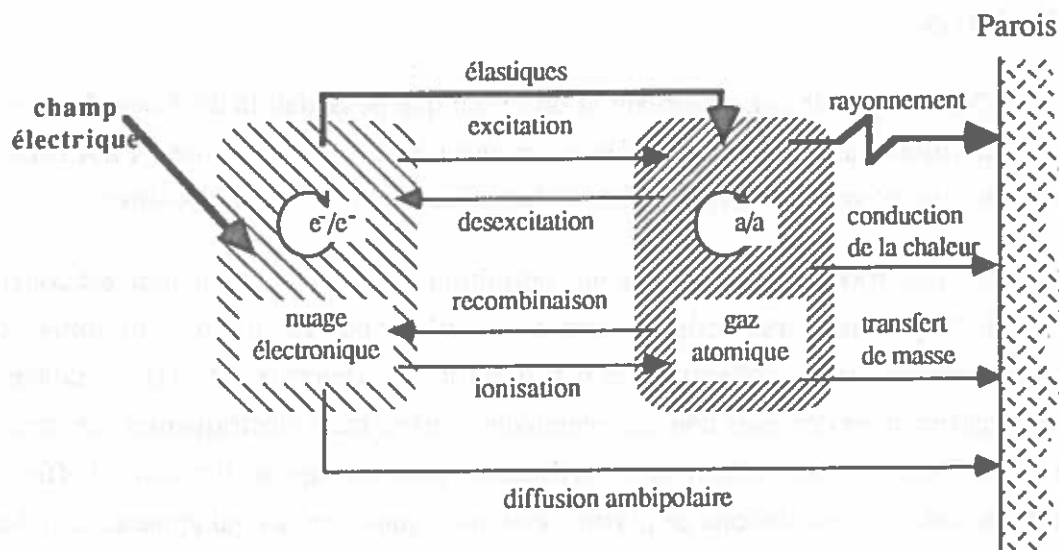


FIG. 1.1 *Transfert d'énergie dans une décharge stabilisée par parois.*

L'efficacité de la décharge, autrement dit le rapport de conversion de la puissance électrique en rayonnement utile, dépendra fortement des mécanismes de transfert d'énergie prépondérants dans le plasma. Par ailleurs, selon les importances relatives de tel ou tel phénomène, l'état thermodynamique du milieu gazeux pourra être très proche ou au contraire très éloigné de l'équilibre thermodynamique. Or les déviations à l'état de l'équilibre thermodynamique (au moins local) sont d'une importance majeure vis à vis de la complexité de description du milieu; plus le plasma s'éloignera de l'équilibre, plus le volume d'informations nécessaire à sa description augmentera.

Le but de ce chapitre est de présenter ces mécanismes, de chiffrer leur importance et leur influence dans le cas des décharges mercure-gaz rare basse pression et dans celui des

décharges mercure haute pression afin d'examiner quelles sont dans chacun des cas, les hypothèses à retenir pour la modélisation du milieu.

Après avoir situé les plasmas que nous étudions, nous examinerons les principaux types de collisions à prendre en compte et nous rappellerons les conditions de l'équilibre thermodynamique complet. Nous examinerons ensuite quels sont les phénomènes de transport qui interviennent dans le fonctionnement de la décharge et nous montrerons comment ces divers mécanismes, microscopiques ou macroscopiques, gouvernent les propriétés et la transformation de la puissance dans les décharges plus particulièrement destinées à produire du rayonnement.

Enfin, avant d'aborder la modélisation, nous classerons les phases d'approximation possibles de l'état du plasma et nous préciserons l'influence qu'exercent sur elles les mécanismes précédemment décrits.

I.1 DEFINITION DU PLASMA - SITUATION DES PLASMAS ETUDIÉS.

C'est Langmuir qui, observant la propriété que possédait la décharge de se mouler dans un volume à peu près quelconque, proposa en 1929 de nommer "PLASMA", par analogie au mot grec "πλάσμα", l'état de la matière dans la colonne positive.

J.L. Delcroix [De-1] en donne une définition plus précise: la matière est considérée à l'état de plasma lorsqu'elle constitue un milieu neutre, totalement ionisé où se manifestent des effets collectifs. En pratique (cf. J.L. Delcroix [De-1]), on conserve le terme plasma pour des états non complètement ionisés, mais électriquement neutres, de la matière. Dans un tel milieu des oscillations peuvent apparaître sous l'effet d'une perturbation. Ces oscillations de plasma sont analogues à celles qui apparaissent dans un milieu gélatineux.

Trois longueurs caractéristiques peuvent nous permettre d'effectuer une classification des plasmas et de situer parmi eux les plasmas expérimentaux qui nous intéressent: la longueur de Landau (λ_L), la longueur de Debye (λ_D), et la distance interparticulaire des électrons (d_e).

La longueur de Landau caractérise les distances en deça desquelles les corrélations deviennent très importantes et pour lesquelles les théories linéaires ne sont plus valables. On en obtient une valeur approchée à partir de l'expression :

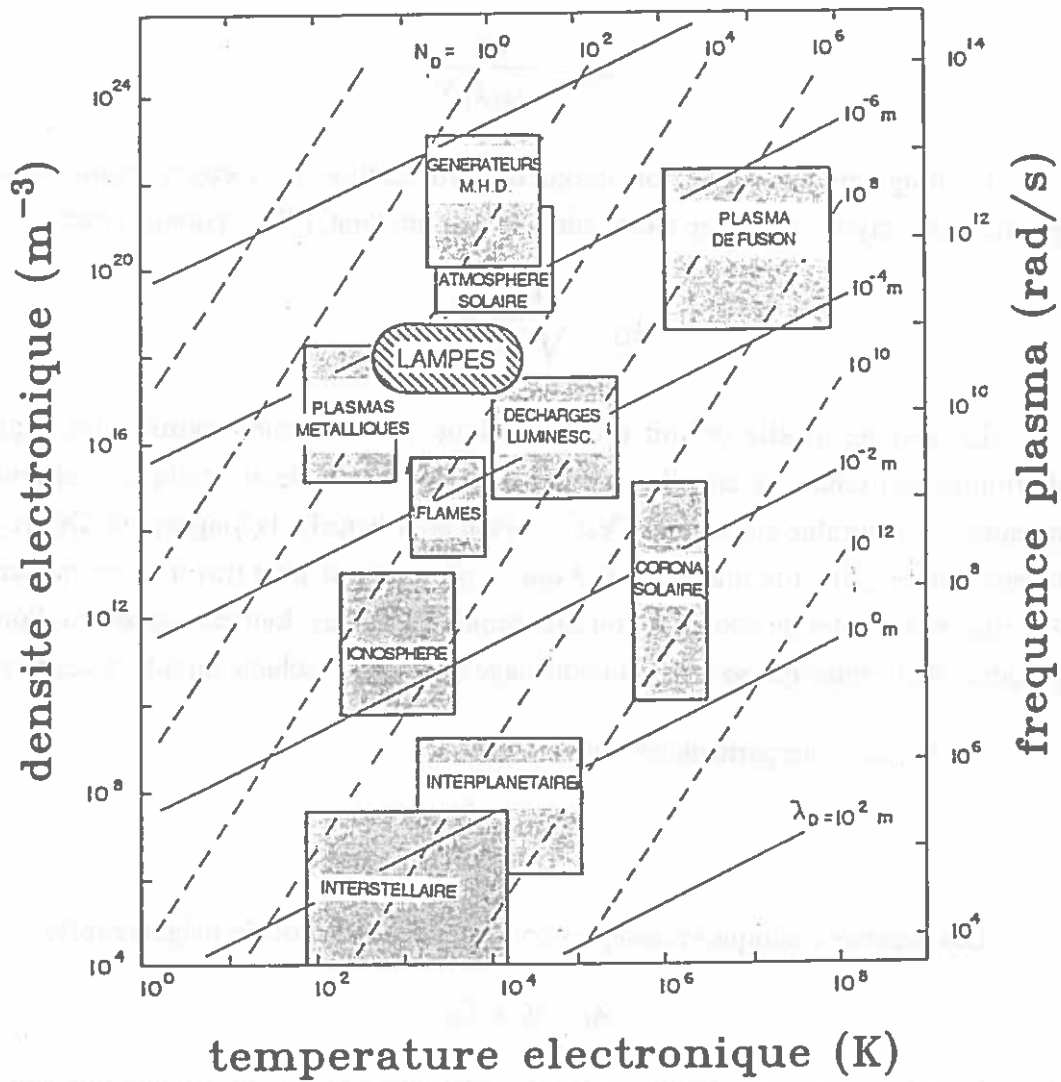


FIG 1.2 Classification des plasmas

Tableau 1.1

Décharge	R (mm)	p_{tot} (Pa)	j (A/m ²)	λ_L (μm)	λ_D (μm)	d_e (μm)
BP36 (Ar+Hg)	18	400	393	1.5×10^{-4}	10.0	1.26
BP21 (Ar+Hg)	10.5	2000	58	1.5×10^{-4}	23.9	2.15
BP03 (Ar+Hg)	1.5	2000	2830	$\sim 10^{-4}$	4.6	0.70
BP015 (Ar+Hg)	0.75	2000	11320	$\sim 10^{-4}$	2.5	0.44
HP1 (Ar+halog.)	10	7.3×10^5	38097	2.8×10^{-4}	0.49	0.22
HP2 (Hg)	10	3×10^5	9550	2.8×10^{-4}	7.6×10^{-2}	5.9×10^{-2}

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T} \quad (1.1)$$

La longueur de Debye (ou longueur d'atténuation de Debye) donne l'ordre de grandeur du "rayon" du nuage électronique entourant l'ion. Elle est donnée par:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T}{e^2 n_e}} \quad (1.2)$$

Le volume qu'elle définit est en quelque sorte un compromis entre l'agitation thermique qui tend à séparer les particules et les forces électrostatiques qui tendent à maintenir la neutralité électrique. C'est la raison pour laquelle la longueur de Debye donne l'épaisseur de gaine (de même densité que le plasma) que peut traverser en moyenne un électron sous l'effet de son agitation thermique. Elle nous donnera également l'ordre de grandeur de la gaine qui se forme au voisinage de la paroi isolante du tube à décharge.

La distance interparticulaire s'obtient par :

$$d_e = \frac{1}{(n_e)^{1/3}} \quad (1.3)$$

Les plasmas cinétiques classiques correspondent à la double inégalité forte:

$$\lambda_L \ll d_e \ll \lambda_D \quad (1.4)$$

$\lambda_L \ll d_e$ indique que les corrélations sont négligeables et $d_e \ll \lambda_D$ montre que l'on trouve un grand nombre d'électrons dans la sphère de Debye.

La figure 1.2 (d'après Bittencourt [Bi-1]) donne, dans le plan "température électronique" (K) - "densité électronique" (m^{-3}), la position représentative des principaux types de plasmas. Nous avons reporté dans le tableau 1.1 les valeurs des trois longueurs caractéristiques pour les différents cas étudiés, les points correspondants sont reportés dans la figure 1.2. On constate que pour toutes nos situations la condition d'existence des plasmas cinétiques classiques (rel.1.4) est réalisée.

I.2 PROCESSUS COLLISIONNELS ET TRANSFERTS D'ENERGIE DANS LA COLONNE POSITIVE, CONSEQUENCES.

Dans les décharges électriques que nous étudions, le processus principal qui aboutit à la transformation de la puissance électrique fournie par le générateur extérieur en rayonnement électromagnétique se déroule, pour l'essentiel, dans la colonne positive. Il peut se décomposer en trois étapes :

- Les électrons libres sont accélérés dans la différence de potentiel appliquée aux électrodes par le circuit d'alimentation externe. Dans la colonne positive le déplacement des électrons sous l'action du champ électrique (E) constitue alors la partie majoritaire du courant électrique (I) dans le milieu gazeux. La puissance électrique par unité de longueur apportée par le champ, en régime stationnaire, est :

$$P_F = E I \quad (1.5)$$

- Les électrons accélérés dans l'espace interélectrode vont rencontrer (si leur "temps de vie" dans la décharge est suffisant) des particules lourdes neutres (atomes ou molécules). Ainsi une partie de l'énergie cinétique des électrons rapides peut augmenter l'énergie interne du cortège électronique de l'atome, il s'agit alors d'une collision inélastique qui, dans des cas extrêmes, conduira à l'ionisation de l'atome. Cependant il peut aussi arriver que, pendant la collision, l'énergie interne de la particule lourde reste inaltérée et que ce soit son énergie cinétique qui augmente (d'une faible fraction). Ainsi la température moyenne du gaz (image de son énergie cinétique) augmentera, il s'agit d'une collision dite élastique. Enfin un électron lent (ou un électron rapide) peut modifier l'état interne d'une particule excitée en provoquant sa désexcitation collisionnelle, c'est le cas des collisions superélastiques, l'excès d'énergie de ce processus est emporté, sous forme d'énergie cinétique, par l'électron qui l'a provoquée.

- Parmi les atomes excités sur un niveau j un certain nombre vont se désexciter spontanément vers l'état k ($k < j$) au bout d'un temps caractéristique du niveau et de l'environnement de l'atome émetteur, sa durée de vie. Le photon issu de ce processus emporte la différence d'énergie. Pendant son parcours vers l'extérieur de la décharge, il peut rencontrer d'autres atomes capables de l'absorber et de s'exciter sur l'état j . Un photon va être à nouveau émis, à une fréquence très voisine de la fréquence initiale, selon les lois de la redistribution du rayonnement propres à la situation de la décharge. Ce processus peut se répéter plusieurs fois avant la sortie de la décharge d'un photon issu de cette chaîne émission-absorption ou avant la rupture de la chaîne par une désexcitation collisionnelle du dernier atome excité. On parle d'emprisonnement du rayonnement.

Ces différents échanges sont régis par des collisions.

1.2.1 Collisions élastiques

Une collision élastique, par définition, ne modifie pas l'énergie interne des particules qui y participent. Nous traiterons ici les cas particuliers des collisions élastiques électron-neutre et électron-électron qui présentent une grande importance du fait que les électrons sont les intermédiaires du transfert de puissance vers les neutres.

1.2.1.1 Collisions électron-neutre

Une collision de ce type entre un électron de masse m_e et de vitesse v_e et un atome A de masse M , supposé immobile dans le système du laboratoire, est représentée schématiquement dans la figure 1.3. Après la collision, l'atome a gagné de l'énergie cinétique (vitesse V).

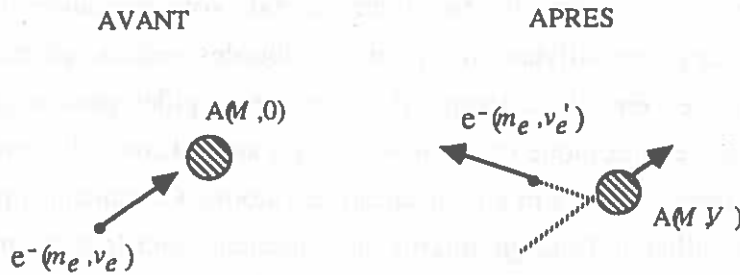


FIG. 1.3 Représentation d'une collision élastique e^-/A dans le système du laboratoire.

Essayons d'évaluer l'importance des collisions élastiques dans nos décharges. En tenant compte du rapport des masses $m_e/M \ll 1$, les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement conduisent pour un choc frontal à la relation suivante pour les vitesses:

$$V = 2 \frac{m_e}{M} v_e \quad (1.6)$$

La fraction d'énergie cinétique emportée par l'atome est donc de l'ordre de:

$$\frac{\frac{1}{2}MV^2}{\frac{1}{2}m_e v_e^2} = \frac{4m_e}{M} \quad (1.7)$$

En réalité, compte tenu du nombre de collisions dans le plasma et des énergies propres des deux types de particules, il faut raisonner sur le bilan moyen des transferts d'énergie entre les deux nuages. On montre que la puissance moyenne perdue, par unité de volume, par le nuage électronique peut s'écrire :

$$P_{el} \equiv \frac{dE_{ea}}{dt} = -2 \frac{m_e}{M} \left(1 - \frac{T_g}{T_e}\right) n_e \int_0^{\infty} v_{el}(v_e) \frac{1}{2} m v_e^2 4\pi v_e^2 \phi_0 dv_e \quad (1.8)$$

ϕ_0 est la partie isotrope de la fonction de distribution. On peut approximer la relation (1.8) sous la forme :

$$P_{el} = -2 \frac{m_e}{M} \left(1 - \frac{T_g}{T_e}\right) n_e \langle v_{el} \rangle \langle E_e \rangle \quad (1.9)$$

Nous constatons que la fraction d'énergie échangée par collisions élastiques dépend des énergies cinétiques (caractérisées par leurs températures respectives) des deux nuages de particules et de l'énergie cinétique moyenne des électrons. Il faut estimer le nombre de collisions élastiques qui peuvent se produire dans le plasma par unité de temps. Dans cette estimation, nous ferons appel à la notion simple de libre parcours moyen des électrons dans le plasma.

Le libre parcours moyen des électrons dans un gaz qui contient n particules par unité de volume s'exprime par:

$$\lambda_e^m = \frac{1}{Qn} \quad (1.10)$$

où Q est la section efficace de la collision élastique. En assimilant les atomes à des sphères rigides de diamètre d la section efficace de collision est donnée par :

$$Q = \frac{1}{4} \pi d^2 \quad (1.11)$$

Cela revient à dire que le parcours moyen est indépendant de la vitesse électronique, en réalité ceci n'est qu'une assez grossière approximation. Pour les gaz rares en particulier, Ramsauer a montré [Rm-1] que dans le cas des collisions électron/gaz rares (argon dans le cas des décharges basse pression étudiées) ce modèle simple était à utiliser avec prudence. Pour des énergies électroniques moyennes de l'ordre de l'électron-volt, la section efficace dans le cas de l'argon est de l'ordre de 10^{-20}m^2 (alors que la relation (1.11) conduit à une section efficace de l'ordre de 10^{-19}m^2).

Dans le cas d'une décharge basse pression mercure-argon (de diamètre 36mm), la pression est de 460 Pa à 40°C (400 Pa à 0°C), ce qui correspond à une densité d'argon $n_{\text{Ar}} \approx 10^{23} \text{m}^{-3}$. Pour cette décharge (BP36) λ_e^m peut être estimé à:

$$\lambda_e^m \approx \frac{1}{10^{-20} \times 10^{23}} \approx 10^{-3} \text{ m}$$

Pour une décharge à haute pression dans l'argon dopé avec un iodure (HP1), la pression est de 730 kPa en régime ce qui correspond à des densités comprises entre 10^{25}m^{-3} et $4.5 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$.

Enfin pour une décharge mercure haute pression à 300 kPa (HP2), température centrale de l'ordre de 6000K, les densités sont comprises entre $3.6 \times 10^{24} \text{m}^{-3}$ et $2 \times 10^{25} \text{m}^{-3}$ mais la section efficace de transfert de la quantité de mouvement du mercure est de l'ordre de $130 \times 10^{-20} \text{m}^2$ et λ_e^m est compris entre $1.8 \times 10^{-7} \text{m}$ et $3.4 \times 10^{-8} \text{m}$.

Les fréquences de collision peuvent être calculées à partir de :

$$\langle v_{el} \rangle = \frac{\langle v_e \rangle}{\lambda_e} = \frac{1}{\tau_{el}} \quad (1.12)$$

où les vitesses moyennes sont voisines de $7 \times 10^5 \text{ m/s}$ pour la décharge basse pression et de $5 \times 10^5 \text{ m/s}$ à $2 \times 10^5 \text{ m/s}$ pour les décharges haute pression.

Pour les fréquences de collision on obtient $7 \times 10^8 \text{ Hz}$ pour la décharge BP et entre 3×10^{12} et $6 \times 10^{12} \text{ Hz}$ pour la décharge (HP2), soit environ 6000 fois plus de collisions élastiques pour cette dernière.

Compte tenu des fréquences de collision entre électrons et atomes, on peut s'attendre, dans une décharge haute pression à rencontrer des températures de gaz beaucoup plus proches de la température électronique que dans le cas d'une décharge basse pression.

Nous pouvons maintenant estimer la puissance par électron qui va se transformer en chaleur :

Dans le cas de la décharge mercure-argon basse pression, l'argon est le gaz majoritaire ($p_{\text{Hg}}/p_{\text{Ar}} \approx 10^{-3}$) et la température électronique est très supérieure à la température des neutres. Dans ces conditions d'après la relation (1.9), on obtient:

$$P_{el} = - \frac{2m_e}{M} n_e \langle v_{el} \rangle \langle E_e \rangle \quad (1.13)$$

et $P_{el}(\text{BP}) \approx 2.7 \times 10^{-5} \times 1.6 \times 10^{-19} \approx 4.3 \times 10^{-24} \text{ W}$ par électron et par collision. Soit $1.5 \times 10^3 \text{ W/m}^3$ de décharge ou $1.5 \times 10^{-3} \text{ W/cm}^3$.

La chaleur produite ne représentera qu'une petite proportion de la puissance électrique, le gaz neutre restera à une température proche de celle du milieu ambiant avec un faible gradient de température du gaz entre le centre de la décharge et la paroi.

Dans le cas de la décharge mercure (HP2), où l'énergie électronique moyenne est de l'ordre de 0.5 eV , la mesure de la puissance thermique dissipée conduit à des valeurs de l'ordre de 4 à 6 W/cm^3 .

La génération de chaleur est donc beaucoup plus importante dans le cas des décharges haute pression. C'est une des conséquences et un des inconvénients de l'E.T.L. Pour dissiper cette chaleur vers l'extérieur et pour assurer la transition entre la

région qui doit assurer le passage du courant imposé et le milieu ambiant, un fort gradient de température va apparaître.

On peut déduire de la mesure des pertes thermiques un ordre de grandeur des écarts de température entre gaz neutre et gaz électronique en supposant que seules interviennent dans l'échauffement du gaz neutres les collisions élastiques. On trouve des différences de température de l'ordre de 5 à 10 K pour une température électronique de 6000K. Cette estimation ne donne bien entendu qu'un ordre de grandeur. Nous reviendrons au chapitre V sur l'écart de température entre électrons et particules lourdes dans une décharge haute pression.

1.2.1.2 Collisions électron-électron.

Leur importance apparaîtra surtout dans la détermination de la fonction de distribution car ce type de collision est un moyen puissant de redistribution de l'énergie dans le nuage électronique et contribue de ce fait à ramener la fonction de distribution des électrons vers une forme Maxwellienne. Le tableau 1.2 résume les ordres de grandeur rattachés à ces collisions pour une énergie électronique correspondant à l'énergie moyenne des électrons dans la décharge (0.75 eV et 1.5 eV en haute pression et basse pression respectivement. L'énergie échangée est égale au double de l'énergie moyenne car les particules possèdent la même masse).

On constate que ces collisions sont plus efficaces pour les décharges haute pression non seulement parce que la fréquence de choc y est très supérieure mais encore du fait de la dépendance de la section efficace vis à vis de la température électronique. C'est un des facteurs qui jouera pour la réalisation d'une fonction de distribution Maxwellienne dans le cas des décharges haute pression.

Tableau 1.2

	Haute Pression	Basse Pression
Energie échangée (eV)	1.5	3.0
Densité électronique (m^{-3})	1×10^{22}	5×10^{17}
Section efficace e^-/e^- (m^2)	2.0×10^{-17}	3.5×10^{-18}
Libre parcours moyen (m)	5×10^{-4}	6×10^{-1}
Fréquence de collisions (Hz)	1×10^9	1.2×10^6
Nombre de collisions ($m^{-3}s^{-1}$)	1×10^{31}	6×10^{23}

1.2.2 Collisions inélastiques, excitation, désexcitation et ionisation des particules neutres

Les électrons ayant une énergie cinétique supérieure au premier seuil d'excitation de l'atome cible sont capables de l'exciter ou de l'ioniser, le processus est schématisé dans la figure 1.4.

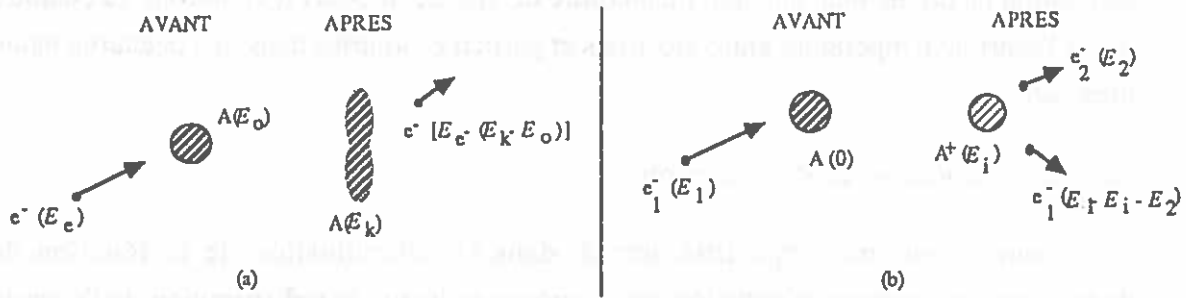


Fig. 1.4 Excitation (a) et ionisation (b) collisionnelles de l'atome A

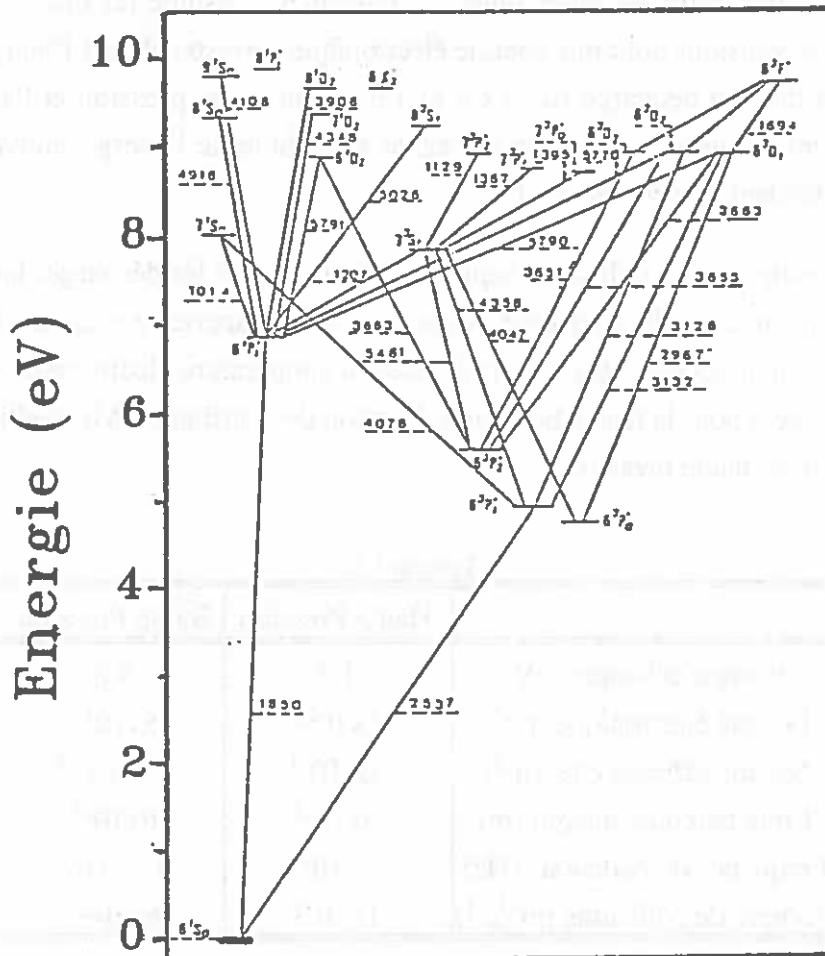


FIG. 1.5 Diagramme de Grottrian des transitions entre les états atomiques du mercure.

Ainsi quand l'énergie cinétique E_e de l'électron dépasse la valeur de seuil E_k entre le fondamental et l'état excité k , il y a une certaine probabilité pour que, dans le choc, l'atome soit excité sur le niveau k en prenant l'énergie nécessaire à l'électron incident. Celui-ci continuera son parcours avec une énergie $E_e - E_k$. Si l'électron possède suffisamment d'énergie, il peut provoquer l'ionisation de l'atome qui libère alors un électron supplémentaire. Les transitions entre les niveaux excités de l'atome sont souvent représentés par le diagramme de Grotrian, la figure 1.5 donne aussi la structure atomique du mercure qui nous intéressera tout au long de cette étude.

En augmentant la vitesse de l'électron incident, la probabilité d'excitation du niveau k augmente rapidement, mais si on continue à augmenter la vitesse, la probabilité d'excitation décroît à nouveau. Cette décroissance peut être rapide pour certains niveaux et lente pour d'autres. Cette "forme" de la section efficace est en général mal connue et, malheureusement, pèse considérablement sur le calcul des taux de transition par l'intermédiaire du plus ou moins grand peuplement de la queue de la fonction de distribution.

Les tableaux 1.3 (a:basse pression et b:haute pression) rassemblent les ordres de grandeur attachés à deux transitions importantes pour le fonctionnement de la décharge.

L'examen de la transition $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$ est intéressant. En haute pression, le niveau 6^3P_1 est peuplé de façon plus efficace qu'en basse pression. Il faut pourtant se garder d'en tirer des conclusions hâtives sur le rayonnement émis: En basse pression, hors d'équilibre, le nombre de photons à 254 nm émis en définitive est directement lié aux nombre de transitions directes $6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$.

Tableau 1.3a: Basse Pression

Transition	$6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$	$6^1S_0 \rightarrow 7^3S_1$
Energie échangée (eV)	4.87	7.7
" (J)	7.8×10^{-19}	12.3×10^{-19}
Section efficace moyenne (m^2)	3×10^{-20}	0.4×10^{-20}
Densité du mercure (m^{-3})	2.1×10^{20}	
Libre parcours moyen (m)	0.16	1.2
Fréquence de collisions (Hz)	1.2×10^5	6.0×10^5
Densité électronique avec $E_e > E_s$ (m^{-3})	6.8×10^{15}	8.2×10^{13}
Nombre de collisions ($m^{-3}s^{-1}$)	8.2×10^{22}	4.9×10^{19}
Puissance (W/m^3)	6.4×10^4	6.0×10^1

Tableau 1.3b: Haute Pression

Transition	$6^1S_0 \rightarrow 6^3P_1$	$6^1S_0 \rightarrow 7^3S_1$
Energie échangée (eV)	4.87	7.7
" (J)	7.8×10^{-19}	12.3×10^{-19}
Section efficace moyenne (m ²)	3×10^{-20}	0.4×10^{-20}
Densité du mercure (m ⁻³)	1.5×10^{24}	
Libre parcours moyen (m)	2.3×10^{-5}	1.7×10^{-4}
Fréquence de collisions (Hz)	2.2×10^{10}	3.0×10^9
Densité électronique avec $E_e > E_s$ (m ⁻³)	4.6×10^{17}	2.3×10^{14}
Nombre de collisions (m ⁻³ s ⁻¹)	1.0×10^{28}	2.3×10^{24}
Puissance (W/m ³)	7.8×10^9	2.8×10^6

En haute pression, près de l'équilibre thermodynamique local, la transition directe est contrebalancée par la transition inverse et la puissance émise n'est plus directement liée à la puissance transitée de 6^1S_0 vers 6^3P_1 par collisions de première espèce. C'est l'emprisonnement des différentes radiations qui va, pour une large part, fixer la répartition spectrale du rayonnement.

La création et la destruction des états excités ou ionisés peut s'effectuer selon plusieurs schémas. Rassemblons ces types d'excitation:

- Collisions entre des électrons rapides et les atomes à l'état fondamental. Il s'agit d'un processus très probable car les valeurs des sections efficaces sont assez élevées et dans la décharge il existe un nombre non négligeable d'électrons rapides capables d'induire une telle transition. L'énergie du nuage électronique qui est cédée au gaz, sous forme d'excitation à partir du fondamental, peut être rigoureusement calculée par la relation:

$$P_{ex} = -n_e \sum_{j>0} n_0 \langle v_e E_j Q_{0j}(v_e) \rangle \quad (1.14)$$

- Collisions entre des électrons et des atomes déjà excités. Ce processus connu sous le nom d'excitation ou d'ionisation par paliers conduit à des niveaux excités supérieurs ou à l'ionisation. L'ionisation par paliers est très fréquente dans les décharges qui nous intéressent car les électrons ultra-rapides capables de causer une ionisation directe sont peu nombreux dans la colonne positive.
- Absorption et émission d'un photon. L'atome s'excite après avoir absorbé un photon, sur un niveau supérieur et il revient à son état initial (excité ou fondamental) après émission d'un photon.
- Collisions entre des atomes appartenant à la même espèce chimique. Compte tenu de la forte inertie des particules lourdes qui interdit pratiquement l'existence des particules

lourdes rapides ce processus est moins probable (exception faite pour les échanges d'excitation ou d'ionisation qui sont des processus résonnants). Cependant dans une décharge haute pression les collisions entre atomes métastables semblent être favorisées par la forte densité du milieu.

- Collisions entre des atomes d'espèces chimiques différentes. Un atome de l'espèce 1 sur un état métastable peut entrer en collision avec un atome de l'espèce 2 à l'état fondamental. Il peut en résulter un transfert d'excitation ou, si les configurations atomiques le permettent, l'ionisation de l'atome 2, c'est l'ionisation dite de Penning. On cherche à en tirer partie, par le choix des mélanges, surtout pendant la phase d'amorçage de la décharge.

- Les collisions de 2^{ème} espèce (superélastiques) entre les électrons et les atomes excités provoquent une désexcitation de l'atome vers son état fondamental ou vers un état excité inférieur, l'électron incident récupère l'excès d'énergie. Ces collisions représentent donc un terme de gain d'énergie pour le nuage électronique. Ce processus participe à la redistribution de l'énergie dans le nuage électronique (car l'énergie apportée par les électrons rapides et stockée sous forme potentielle peut être récupérée par des électrons lents après chaque collision superélastique). La relation suivante donne le "gain" d'énergie du nuage électronique.

$$P_{\text{sup}} = n_e \sum_{j>k} n_j \langle v_e E_{kj} Q_{jk}(v_e) \rangle \quad (1.15)$$

- Enfin n'oublions pas la recombinaison d'un ion positif avec un électron (recombinaison radiative) et la recombinaison à trois corps (un ion et deux électrons). Toutefois ces processus sont moins probables dans une décharge basse pression, ce qui n'est pas le cas dans les décharges haute pression à cause de la forte densité des particules chargées.

1.2.3 "Collisions" optiques.

Considérons un milieu gazeux où existent des atomes excités sur les états h et b (de densités n_h et n_b et d'énergie E_h et E_b) auxquels correspond la transition de fréquence ν_{hb} . Si ce milieu est illuminé avec un faisceau de luminance $L_{\nu, hb}$ et de fréquence ν_{hb} , il existe une probabilité pour que les photons d'énergie $h\nu_{hb}$ entrent en collision avec les atomes excités sur l'état b pour provoquer une transition $b \rightarrow h$. La probabilité attachée au processus $b \rightarrow h$ n'est pas la seule qui mettent en cause les photons d'énergie $h\nu_{hb}$ et les états d'énergie E_h et E_b . Deux autres mécanismes doivent être pris en compte: la transition spontanée de $h \rightarrow b$ avec émission d'un photon d'énergie $h\nu_{hb}$, l'émission induite (ou stimulée) d'un photon d'énergie $h\nu_{hb}$ par l'onde électromagnétique attachée à un photon incident de même nature.

Si l'on fait intervenir la densité de rayonnement $u_{\nu;hb}$ liée à la luminance $L_{\nu;hb}$,

$$u_{\nu;hb} = \frac{4\pi}{c} L_{\nu;hb} \quad (1.16)$$

ces trois processus sont liés par la relation :

$$n_b B_{bh} u_{\nu;hb} = n_h (B_{hb} u_{\nu;hb} + A_{hb}) \quad (1.17)$$

où B_{hb} est la probabilité d'absorption, B_{hb} la probabilité d'émission stimulée et A_{hb} la probabilité d'émission spontanée. Einstein, en admettant que cette relation restait valable lorsque $u_{\nu;hb}$ était la densité de rayonnement qui existe à l'équilibre pour la même fréquence, a montré que ces probabilités devaient être liées par les relations :

$$B = B_{bh} = B_{hb} \quad \text{et} \quad \frac{A_{hb}}{B} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \quad (1.18)$$

Dans le cas où les états h et b ont des multiplicités g_h et g_b , les relations de probabilité attachées à ces états deviennent :

$$B_{bh} = \frac{g_h}{g_b} B_{hb} \quad \text{et} \quad \frac{A_{hb}}{B_{bh}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{g_b}{g_h} \quad (1.19)$$

Nous examinerons au paragraphe suivant comment ces grandeurs interviennent dans le transfert du rayonnement.

I.3 EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE COMPLET (E.T.C.)

A partir de l'analyse que l'on vient de présenter, il est évident que l'étude du comportement d'une décharge, qui prendrait en compte toutes les particules et toutes les interactions possibles, serait une tâche inextricable tant du point de vue du nombre d'équations à traiter que de la quantité de données indispensables.

Fort heureusement, en raison du grand nombre de particules mises en cause, le comportement du système est de nature statistique. C'est à dire que la connaissance détaillée du comportement individuel des différentes particules n'est pas nécessaire pour connaître les propriétés macroscopiques du plasma qui sont accessibles par une approche statistique. Dans une telle approche, on associe à chaque degré de liberté du système une fonction de distribution qui permet de déterminer la densité moyenne des différents états du système.

Il existe une situation particulièrement intéressante que l'on rencontre dans le cas de systèmes isolés: les fonctions de distribution ne dépendent ni du temps ni de la position

dans l'espace mais seulement d'un paramètre unique caractérisant le milieu qui est sa température thermodynamique T . On dit qu'un tel système est à l'état d'Equilibre Thermodynamique Complet (E.T.C.).

La description d'un plasma à l'E.T.C. est particulièrement simple puisque toutes ses propriétés macroscopiques dépendent uniquement de la température et de la composition initiale du système. Ainsi, la distribution des vitesses des particules obéit à la loi de Maxwell, la population des états excités des atomes à la loi de Boltzmann, les densités d'électrons et d'ions à la loi de Saha, la distribution spectrale du rayonnement à la loi de Planck. La température T est le paramètre unique qui contrôle ces différentes lois.

Tableau 1.4

Collisions élastiques	$\pi_1(E_1^i) + \pi_2(E_2^i) \rightleftharpoons \pi_1(E_1^f) + \pi_2(E_2^f)$ $E_1^i + E_2^i = E_1^f + E_2^f$	LOI DE MAXWELL
Collisions inélastiques et superélastiques	$A_g + \pi(E_{gu} + E) \rightleftharpoons A_u(E_{gu}) + \pi(E)$	LOI DE BOLTZMANN
Ionisation et recombinaison	$A + \pi(E_{ion} + E) \rightleftharpoons A^+ + \pi(E_1) + e^-(E_2)$ $E = E_1 + E_2$	LOI DE SAHA
Interaction matière-rayonnement	$A_u(E_{gu}) \rightleftharpoons A_g + h\nu$ $A_u(E_{gu}) + h\nu \rightarrow A_g + 2h\nu$ $E_{gu} = h\nu$	LOI DE PLANCK

(π symbolise une particule quelconque; l'indice g représente l'état fondamental d'atome A et u un état excité)

Il est important de souligner que l'E.T.C., s'il signifie qu'il n'y a pas d'évolution macroscopique, n'implique pas qu'il ne se passe rien au niveau microscopique. Pour mieux le comprendre une approche dynamique est préférable. Elle correspond au principe de la balance détaillée qui prend en compte les différents processus élémentaires. Ce principe énonce qu'une condition nécessaire et suffisante à l'existence de l'E.T.C. est que

chaque réaction particulière doit être exactement balancée par la réaction inverse. On peut trouver une discussion de la balance détaillée dans Oxenius [Ox-1].

Ce point de vue est intéressant en particulier pour étudier pourquoi un système s'écarte de l'E.T.C.: le non-respect d'une balance entraînera des écarts à une ou plusieurs lois de l'E.T.C. Un système à l'E.T.C. représentant un cas idéal jamais rencontré dans la pratique il est extrêmement important de disposer des critères de validité pour les différentes lois et de pouvoir évaluer leur degré de validité. Nous reviendrons plus loin sur ce problème. Nous nous contenterons ici de rassembler dans le tableau 1.4 les lois de l'E.T.C. qui nous intéressent en les associant aux réactions dont la balance contrôle leur validité.

I.4 LES INHOMOGENEITES DU PLASMA - LES PHENOMENES DE TRANSPORT DE MATIERE ET DE RAYONNEMENT

Le plasma que nous étudions est toujours limité par une paroi isolante (dans le cas qui nous intéresse, au moins transparente à la fraction du rayonnement que l'on cherche à utiliser) et d'un autre point de vue (celui de la transition conduction métallique-conduction gazeuse) par des électrodes. Ces limites, dont les propriétés sont différentes de celles du plasma, entraînent l'apparition de différences de densité (de matière ou de rayonnement), de température, de potentiel. Il va en résulter des déplacements de matière (ou de rayonnement) qui tendront à rétablir l'homogénéité du milieu. A ces déplacements vont correspondre des transferts de puissance qui, globalement, iront de la source d'énergie vers le nuage électronique puis du nuage électronique vers les limites du plasma (Fig.1.1).

I.4.1 Diffusion ordinaire

Les relations concernant la diffusion seront rappelées dans le cas particulier des électrons, mais, en première approximation elles restent valables pour la diffusion binaire d'un type de particules minoritaire dans un gaz homogène.

L'étude macroscopique conduit à l'expression suivante du courant de diffusion :

$$n_e V_{eD} = - \frac{1}{m_e \nu_{el}} \nabla [n_e k_B T_e] \quad (1.20)$$

où ν_{el} est la fréquence de collision effective.

Si T_e varie peu on retrouve la formule usuelle du flux de diffusion :

$$n_e v_{eD} = - \frac{k_B T_e}{m_e v_{el}} \nabla n_e = - D_e \nabla n_e \quad \text{avec} \quad D_e = \frac{k_B T_e}{m_e v_{el}} \quad (1.21)$$

Au niveau microscopique, en l'absence de champ électrique, si l'on cherche à étudier à partir de l'équation de Boltzmann l'évolution d'un nuage électronique de densité non uniforme dans un gaz neutre homogène, on montre qu'il s'établit un courant de diffusion tel que

$$n_e v_{eD} = - \frac{1}{3} \nabla \int_0^{\infty} \frac{v_e^2}{v_{el}} 4\pi v_e^2 \phi_0 dv_e = \frac{1}{3} \nabla \left[n_e \left\langle \frac{v_e^2}{v_{el}} \right\rangle \right] \quad (1.22)$$

où v_{el} est la fréquence de collision pour le transfert de la quantité de mouvement. Si la fonction de distribution est homogène, $\langle v_e^2/v_{el} \rangle$ peut sortir de l'opérateur et

$$n_e v_{eD} = - D_e \nabla n_e \quad \text{avec} \quad D_e = \frac{1}{3} \left\langle \frac{v_e^2}{v_{el}} \right\rangle \quad (1.23)$$

La comparaison des relations (1.21) et (1.23) conduit à l'expression de la fréquence de collision effective

$$v_{el}' = \frac{\nabla [n_e \langle v_e^2 \rangle]}{\nabla \left[n_e \left\langle \frac{v_e^2}{v_{el}} \right\rangle \right]} \quad (1.24)$$

si v_{el} est constant alors $v_{el}' = v_{el}$ et par suite :

$$D_e = \frac{k_B T_e}{m_e v_{el}} \quad (1.25)$$

1.4.2 Diffusion ambipolaire

Nous avons supposé dans les rappels concernant la diffusion des électrons et des ions que celles-ci étaient libres et indépendantes les uns des autres. Il n'en est jamais ainsi dans un plasma puisque la neutralité électrique doit être vérifiée (à petite échelle) et que ces deux espèces diffuseraient, si elles étaient indépendantes l'une de l'autre, à des vitesses très différentes. On montre en effet que :

$$\frac{D_e}{D_i} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} = 600 \text{ dans le cas du mercure, } 270 \text{ dans le cas de l'argon.}$$

Compte tenu de l'importance des forces électrostatiques, toute dissociation entre le nuage d'ion et le nuage d'électron va faire apparaître une force de rappel intense qui tendra

à rétablir la neutralité. Cette force est liée au champ de diffusion ambipolaire E_a . Dans ces conditions, sous la double influence des gradients de densités et du champ de diffusion ambipolaire E_a , l'ensemble des charges diffusera à une vitesse V_{Da} supérieure à celle des ions mais inférieure à celle des électrons supposés seuls.

Pour résoudre complètement le problème il faut tenir compte des équilibres de création et de disparition des ions et des électrons (animés de vitesses V_i et V_e), du déplacement de ces particules sous la double influence du champ E_a et des gradients de densités des ions et des électrons et enfin de l'équation de Poisson qui lie E_a aux charges. En général on simplifie cette résolution en admettant que $n_i = \epsilon n_e$ et que $n_e V_e = n_i V_i$. Avec cette simplification l'équation de Poisson n'est plus nécessaire et l'on obtient :

$$n_e V_e = n_i V_i = -D_s \nabla n_e = -D_s \nabla n_i \quad \text{avec} \quad D_s = \epsilon \frac{\mu_i D_e - \mu_e D_i}{\epsilon \mu_i - \mu_e} \quad (1.26)$$

Pour $\epsilon = 1$ on est dans le cas de la diffusion ambipolaire parfaite et $D_s = D_a$. En tenant compte de la relation d'Einstein entre la mobilité et le coefficient de diffusion on obtient :

$$\text{pour } T_e \gg T_g: \quad D_a = \mu_i \frac{k_B T_e}{e} \quad \text{et pour } T_e = T_g: \quad D_a = \mu_i \frac{2k_B T_e}{e} \quad (1.27)$$

Cette approximation de la diffusion ambipolaire n'est vérifiée que si la distance de diffusion est très grande devant la longueur de Debye. Elle n'est jamais vérifiée au voisinage des parois [De-1]. La longueur de diffusion est liée à la géométrie de l'enceinte (R et L). Pour une décharge cylindrique la longueur de diffusion Λ_a pour le mode principal est donnée par :

$$\frac{1}{\Lambda_a^2} = \left\{ \frac{2.4}{R} \right\}^2 + \left\{ \frac{1}{L} \right\}^2 \quad (1.28)$$

on peut lui faire correspondre un temps de diffusion $\tau_a = \Lambda_a^2 / D_a \equiv 1/\nu_a$.

Cette dernière grandeur est intéressante car elle correspond, en basse pression (diffusion ambipolaire prédominante), à l'ordre de grandeur de la fréquence à partir de laquelle la modulation de la densité électronique ne sera plus perturbée par ce mécanisme. Le tableau 1.5 donne les valeurs de la longueur de Debye λ_D , de Λ_a et de ν_a .

Tableau 1.5

Décharge	BP36	HP1	HP2
λ_D (m)	10^{-5}	7.6×10^{-8}	4.9×10^{-7}
Λ_a (m)	7.5×10^{-3}	4.2×10^{-3}	4.2×10^{-3}
ν_a (kHz)	0.84	0.012	0.30

1.4.3 Transfert du rayonnement

Si l'on s'intéresse à un accroissement de luminance d'un pinceau lumineux dans une direction XX' , et si l'on néglige la contribution de l'émission induite, on peut écrire en tenant compte des relations (1.18) et (1.19):

$$\begin{aligned} \frac{dL(\nu)}{dx} &= \left\{ \frac{h\nu}{4\pi} A_{hb} n_h P(\nu) \right\} - \left\{ \frac{h\nu}{c} B_{bh} n_b P(\nu) \right\} L(\nu) \\ &= \left\{ \frac{h\nu}{4\pi} A_{hb} n_h P(\nu) \right\} - \left\{ \frac{h\nu}{c} \frac{c^3}{8\pi h \nu^3} \frac{g_b}{g_h} A_{hb} n_b P(\nu) \right\} L(\nu) \\ &= \{ \mathcal{E}(\nu) \} - \{ k(\nu) \} L(\nu) \end{aligned} \quad (1.29)$$

où $P(\nu)$ est le profil d'émission ou d'absorption (supposés identiques) pour la raie considérée.

La solution de l'équation (1.29) pour un milieu homogène d'épaisseur d est bien connue, elle s'écrit en fonction de la longueur d'onde:

$$L(\lambda) = \frac{\mathcal{E}(\lambda)}{k(\lambda)} \{ 1 - \exp[-k(\lambda)d] \} = \frac{\mathcal{E}(\lambda)}{k(\lambda)} [1 - \exp\{-\tau_0(\lambda)\}] \quad (1.30)$$

On sait que cette expression présente deux limites intéressantes. Pour des épaisseurs optiques $\tau_0(\lambda)$ faibles (inférieure à 0.1) le plasma est optiquement mince et $L(\lambda)$ tend vers $\mathcal{E}(\lambda)d$ qui est la luminance de plasma en l'absence d'absorption. Au contraire quand $\tau_0(\lambda)$ augmente $L(\lambda)$ tend vers la luminance du corps noir.

Pour certaines raies l'épaisseur optique peut varier beaucoup: très importante au voisinage de la longueur d'onde centrale du profil, elle diminuera au fur et à mesure que l'on s'éloignera dans l'aile. Par ailleurs nous avons vu qu'un plasma n'est jamais homogène. Dans ces conditions le profil de la raie présentera une inversion au centre. Ce phénomène a été bien décrit par le formalisme de Bartels [Bt-1]. En utilisant ce formalisme on montre facilement que le maximum d'une raie auto-inversée approche l'émission du corps noir dans une proportion (50 à 85% pour une décharge mercure haute pression) qui dépend de la transition considérée et des distributions des niveaux émettants et absorbants.

Il est commode de décrire l'emprisonnement de la radiation à l'aide du facteur de fuite Θ qui représente le rapport entre le nombre de photons réellement émis et le nombre de ceux qui sortiraient du plasma en l'absence d'absorption. Le facteur de fuite est donc une grandeur qui rend compte globalement de l'émission de la décharge. Il a fait l'objet de nombreuses études.

Pour des décharges dans lesquelles l'E.T.L. peut être supposé, Drakakis [Ds-1] a montré que, dans le cas d'un profil de Lorentz, ce rapport peut s'écrire pour des raies fortement absorbées (Θ_A) et pour des raies peu absorbées (Θ_a):

$$\Theta_A = \frac{0.874 \langle g_A \rangle \sigma(\tau_{\max}(0))}{\pi \sqrt{\tau_{\max}(0)}} \quad \text{et} \quad \Theta_a = \langle g_A \rangle \left[1 - \frac{\pi \tau_{\max}(0)}{8} + \frac{3.8 \tau_{\max}^2(0)}{16} \right] \quad (1.31)$$

$\langle g_A \rangle$ et $\langle g_a \rangle$ sont les valeurs moyennes des distributions d'atomes émetteurs, $\tau_{\max}(0)$ l'épaisseur optique au centre de la raie et $\sigma(\tau_{\max}(0))$ est définie par la théorie de Bartels et son expression est donnée par Drakakis [Ds-1].

Dans le cas des décharges basse pression (raies à profil Doppler prépondérant) on utilise le plus fréquemment les résultats de Holstein [Ho-1] qui restent, en dehors des études basées sur des méthodes type Monte Carlo (cf par exemple [An-1]), à la base de la plupart des autres travaux effectués sur le sujet. Toutefois on est en général amené à introduire un facteur correctif pour des raisons qui tiennent en particulier :

- Aux différences entre les distributions réelles des niveaux émetteurs et absorbants et celles adoptées pour ces modèles.
- Au chevauchement plus ou moins important des structures isotopiques.
- A l'influence de la pression (de mercure ou de gaz neutre) qui modifie le profil des raies émises.
- A la valeur de l'épaisseur optique (la théorie de Holstein n'est considérée comme valable que pour $\tau_0 > 6$).
- Dans le cas de la raie 185 nm du mercure on cite aussi la différence des profils d'émission et d'absorption [We-1].

Le tableau 1.6 donne quelques valeurs du facteur de fuite en basse pression et en haute pression pour la raie de résonance à 254nm.

Tableau 1.6

Rayon (cm)	1.1	2.5	1.0
Pression (hPa)			
1.68	2.2×10^{-1}	8×10^{-2}	
8.44	2.8×10^{-2}	1×10^{-2}	
48.0	7.7×10^{-3}	3×10^{-3}	
3×10^8			$10^{-2} - 10^{-3}$

On constate qu'en haute pression l'emprisonnement de la raie augmente mais pas autant que l'on aurait pu s'y attendre. Cela est dû au fait que les raies sont alors fortement élargies par effet de pression. Il faut d'ailleurs noter que pour les raies des triplets visible

et ultra violet, en haute pression, le facteur de fuite est de l'ordre de 0.1 ce qui explique l'émission très importante des ces raies dans le cas des décharges mercure haute pression.

I.5 TRANSFORMATION DE L'ENERGIE ELECTRIQUE ET PROPRIETES DES DIFFERENTS TYPES DE DECHARGES

Il est possible de rassembler les ordres de grandeur donnés dans les précédents paragraphes pour se faire une idée générale des mécanismes prépondérants dans la colonne positive et des propriétés des sources de rayonnement haute et basse pression. Fondamentalement, si l'on admet que les conditions du plasma sont toujours optimisées pour transformer en rayonnement un maximum de la puissance électrique fournie par le générateur, ce qui tout d'abord va différencier ces deux types de sources ce sera la densité d'énergie émise, directement liée à la densité du milieu émettant. Ainsi lorsque l'on passe de quelques 10^2 Pa de pression totale (lampes fluorescentes) à quelques 10^5 Pa (mercure HP) la densité de puissance rayonnée passe de 4×10^4 W/m³ à 5×10^7 W/m³.

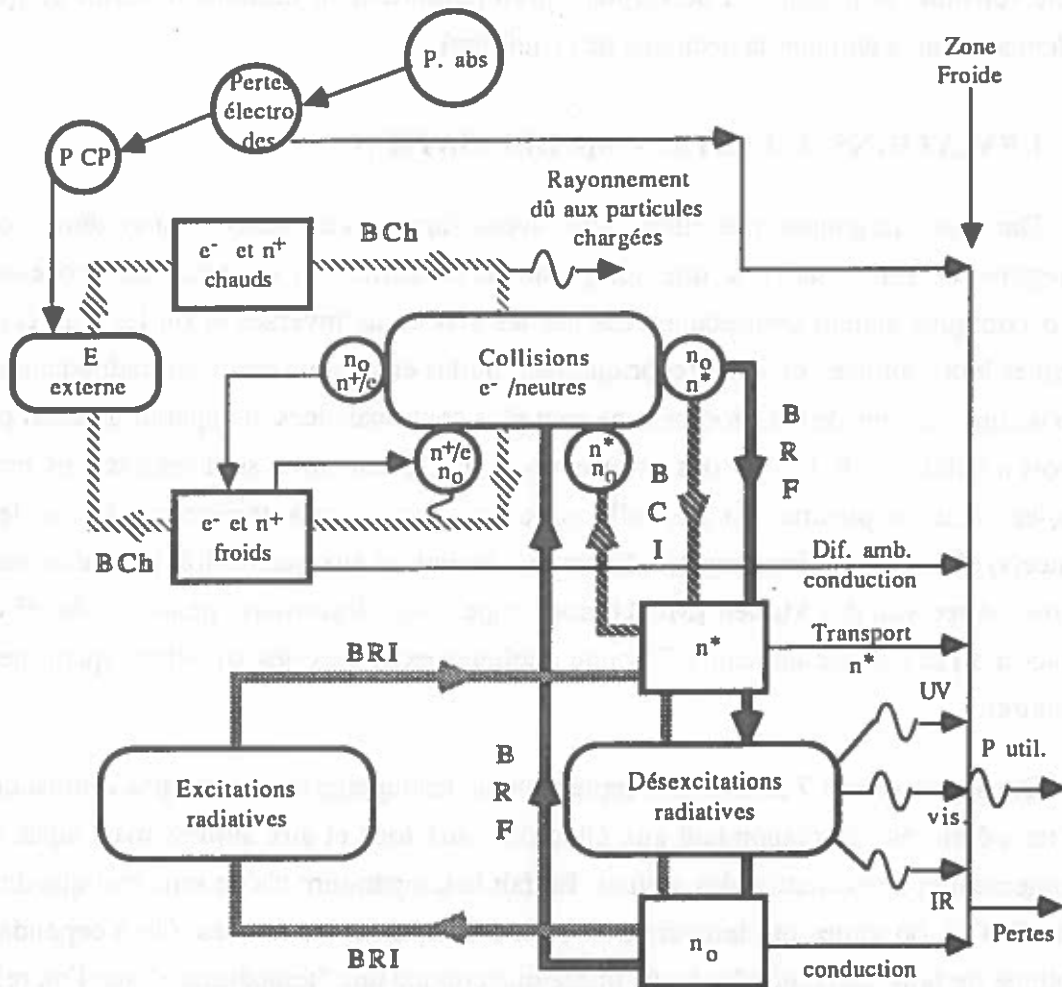


FIG 1.6 Processus de transfert d'énergie dans la colonne positive.

Les augmentations de densité (d'espèce ou de puissance) vont également intervenir de façon prépondérante dans le fonctionnement et sur l'état de la décharge. La figure 1.6 [Da-2] résume les principaux phénomènes qui interviennent dans la dissipation de l'énergie électrique en allant du générateur vers les limites de la décharge. L'organisation générale comprend :

- Une boucle de chauffage (BCh) qui assure, essentiellement par le canal des chocs électroniques, le transfert de l'énergie électrique vers les neutres.
- Une boucle excitation/déexcitation des particules neutres (BRF ou boucle de refroidissement) qui assure, pour l'essentiel, la dissipation de l'énergie vers le milieu extérieur.
- Deux boucles internes, collisionnelle (BCI) et radiative (BRI), sont principalement responsables de l'établissement plus ou moins exact de l'équilibre thermodynamique. La première parce qu'elle thermalise localement le plasma (transfert d'énergie des électrons chauds vers des électrons plus froids). La seconde, qui agit à plus longue distance, parce qu'elle transfère de l'énergie du coeur chaud de la décharge vers la périphérie (il faut noter qu'elle refroidit le plasma en dépeuplant préférentiellement certains niveaux ce qui, localement, tend à éloigner la décharge de l'équilibre).

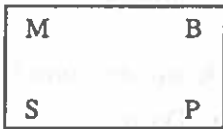


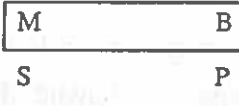
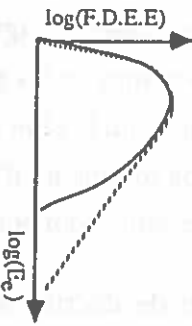

1.6 DEVIATIONS A L'E.T.C - MODELISATION

Dans les paragraphes précédents nous avons supposé l'existence d'un système isolé homogène et stationnaire à une température uniforme T , où tous les processus microscopiques étaient contrebalancés par les processus inverses et où les flux étant isotropes leurs sommes étaient algébriquement nulles en chaque point. Si maintenant on suppose que certains de ces processus ne sont plus contrebalancés, il apparaît un écart par rapport à l'état de l'E.T.C. et des informations supplémentaires sont nécessaires pour calculer l'état du plasma. La nouvelle situation peut se caractériser par la (ou les) balance(s) affectée(s) et être caractérisée par des déviations aux quatre lois précédemment décrites. Avec van der Mullen [Mu-1], nous appellerons désormais "phase" le degré de déviation à l'E.T.C. Le tableau 1.7 donne quelques exemples des situations qu'on peut rencontrer.

Dans le tableau 1.7 nous avons représenté le découplage de chaque phase ainsi que les "températures" correspondant aux électrons, aux ions et aux atomes mais aussi au rayonnement et à l'excitation des atomes. En fait la température n'a de sens réel que dans l'état d'E.T.C. où toutes ces températures sont évidemment les mêmes. On a cependant l'habitude de faire correspondre à une phase quelconque une "température" que l'on relie à l'énergie cinétique ou à l'état interne de la particule. Ainsi les atomes peuvent être décrits par plusieurs températures, une correspondant à l'énergie cinétique (que nous appellerons

désormais température atomique) et une deuxième qui concernera son état d'excitation (température d'excitation).

Tableau 1.7

PHASE	BALANCE	TEMPERATURES
E.T.C. $\frac{\partial}{\partial t} = \nabla = 0$		$T_a = T_i = T_c = T_{exc} = T_{hv}$
E.T.L. $\frac{\partial}{\partial t} \neq \nabla \neq 0$		$T_a = T_i = T_c = T_{exc}$ $T_c \neq T_{hv}$
E.T.L.P (niveaux supérieurs)		$T_c = T_{exc}$ $T_a = T_i \neq T_c$ $T_c \neq T_{hv}$
S.Q.S. (niveaux inférieurs)		$T_c \neq T_{exc}$ $T_a = T_i \neq T_c$ $T_c \neq T_{hv}$
		$T_c \neq T_{exc}$ $T_a = T_i \neq T_c$ $T_c \neq T_{hv}$ $T_c(\text{rapids}) \neq T_c(\text{lents})$
Déviations	Découplage	$n_e(\text{cm}^{-3})$

La "température" de chaque espèce (α) qui possède une énergie E_α est donnée par:

$$E_\alpha = \frac{3}{2} k_B T_\alpha \quad (1.32)$$

Les électrons ne possédant pas de structure interne ne sont représentés que par une seule température (température électronique).

1.6.1 Impossibilité de l'E.T.C, phases

Les plasmas de laboratoire sont de dimensions limitées et la plupart d'entre eux présentent une géométrie cylindrique. Dans un plasma de décharge électrique la température sur l'axe de la décharge est généralement plus élevée que sur la périphérie, des gradients de pression (partielle pour les diverses espèces) peuvent apparaître et provoquer l'apparition de flux de matière. Par ailleurs les champs électriques créent une dérive des particules chargées. Ces déplacements seront une des causes de l'anisotropie de la fonction de distribution des vitesses. On a vu que les électrons acquièrent de l'énergie dans le champ électrique et la communiquent aux particules lourdes dans des collisions. Si la fréquence des collisions n'est pas suffisante, la température des électrons peut être beaucoup plus élevée que celle des neutres. Enfin le rayonnement peut sortir de la décharge et le système n'est plus isolé. Tout compte fait un système à l'état d'E.T.C. est irréaliste.

1.6.1.1 Phase "E.T.L"

Etant donné que les photons peuvent sortir de la décharge plus facilement que les particules matérielles, il est fort probable que la loi de Planck sera la première mise en cause. Cependant dans un premier temps si la densité électronique n'est pas trop faible l'échange d'énergie entre les électrons et les atomes ne sera pas affectée. Ainsi les lois de Maxwell, Boltzmann et Saha resteront une approximation très acceptable, il s'agit là de la phase "Equilibre Thermodynamique Local (E.T.L.)". Les températures et les pressions partielles peuvent toujours être déterminées localement et simultanément. Du fait que la loi de Planck ne soit plus globalement valable sur tout le domaine de longueurs d'ondes ne signifie pas qu'elle ne reste pas approximativement valable pour certains domaines.

La phase de l'E.T.L. est très importante car elle permet de décrire, au moins approximativement de nombreux plasmas industriels: arcs de disjoncteurs, arcs de soudure, torches, flash, lampes, etc. La détermination des conditions sous lesquelles l'E.T.L. peut être considéré comme une bonne approximation a donc une grande importance pratique pour la modélisation et l'exploitation des résultats expérimentaux de

ces plasmas, plusieurs auteurs ont donc donné des critères permettant de prédire l'E.T.L. ou le non E.T.L. d'une décharge.

Griem [Gr-1] a étudié le cas d'un plasma optiquement mince où les radiations émises ne sont pas piégées dans le volume de la décharge. Ces radiations sont dues principalement à l'émission spontanée et à la recombinaison radiative. Son critère est simple: l'E.T.L. est réalisé lorsque le taux de transitions radiatives entre le fondamental et le premier niveau excité est au moins 10 fois plus grand que le taux de transitions collisionnelles. La densité électronique critique est donc donnée par la relation:

$$n_e^{cr} \geq 9 \times 10^{17} E_1^3 (\text{eV}) T_e \quad (\text{m}^{-3}) \quad (1.33)$$

Par exemple, pour un plasma de mercure haute pression où la température électronique est de l'ordre de 6000 K, la densité électronique critique est de l'ordre de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ce qui correspond une densité 5 à 6 fois plus grande que les valeurs expérimentales. Par contre, pour un plasma mercure-argon basse pression où l'espèce active est toujours le mercure et où la température est de l'ordre de 12000 K, on calcule une densité critique de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Cette valeur est de 5 à 6 ordres de grandeur supérieure à la densité électronique mesurée. Pour une discussion plus détaillée voir par exemple Drawin [Dw-1].

1.6.1.2 Phase "E.T.L.P." et "S.Q.S."

Si la densité électronique est inférieure aux limites précédentes, la déviation à l'E.T.L. devient trop importante pour que l'on puisse considérer être encore dans la même phase d'E.T.L. Etant donné le faible rapport de masses entre électrons et particules lourdes, le "chauffage" des électrons par le champ est plus rapide que le transfert d'énergie par collision aux particules lourdes. La température du gaz sera inférieure à la température électronique. Un autre effet du faible rapport de masse est que les électrons peuvent encore maintenir la validité de la loi de Saha pour les niveaux supérieurs de l'atome. Ainsi les électrons imposent leur température à la distribution entre les niveaux atomiques élevés, par conséquent leur température d'excitation est la même que la température électronique et le spectre issu de ces niveaux reflète les propriétés du nuage électronique. La loi de Boltzmann n'est plus valable entre les niveaux supérieurs et inférieurs. Cette phase est désignée sous le terme d'Equilibre Thermodynamique Local Partiel (E.T.L.P.). Pour les niveaux inférieurs il faut remarquer que, le plus souvent, la différence d'énergie entre ces niveaux est assez grande devant la différence d'énergie entre les niveaux excités supérieurs et la loi de Saha n'est plus applicable à l'ionisation à partir de ces niveaux. Par contre on admet que le principe de la balance détaillée reste justifié et que la loi de Boltzmann reste applicable entre les niveaux inférieurs. Mais la température

d'excitation n'est plus la même que la température électronique. Pour ces niveaux on parle de phase de Solution Quasi Stationnaire (S.Q.S.).

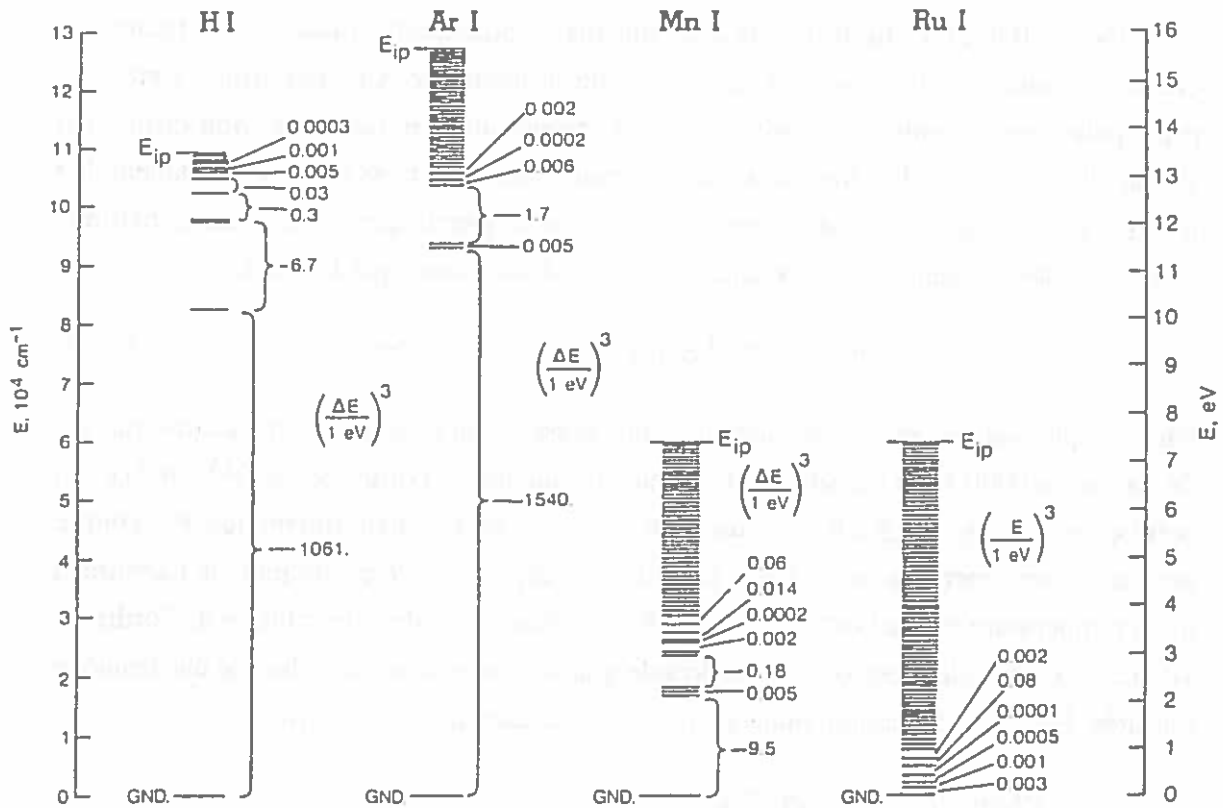


FIG 1.7 Possibilité de réalisation de l'E.T.L.P selon la structure atomique de chaque élément chimique [Me-1].

La figure 1.7 illustre cette situation en fonction de la structure atomique des éléments considérés. A partir d'une relation analogue à (1.33) on peut évaluer les densités électroniques critiques pour que des niveaux soient en équilibre de Boltzmann à la température T_e . On note sur cette figure que cette situation est d'autant plus difficile à atteindre que l'écart énergétique entre les niveaux est important. Si on trace le diagramme de Boltzmann d'un milieu qui se trouve en phase "E.T.L.P.", ce diagramme doit présenter deux pentes car les niveaux atomiques les plus élevés suivent la température électronique alors que les niveaux inférieurs se trouvent en phase "S.Q.S." avec une température d'excitation différente. Van der Mullen [Mu-1] dans sa Thèse s'est particulièrement intéressé à cette situation "hybride" et il a discuté analytiquement plusieurs situations voisines.

1.6.1.3 Phase "T.H.E.T."

Lorsque la densité électronique devient trop faible, les collisions électron-électron qui sont responsables de la redistribution de l'énergie dans le nuage électronique et maintiennent sa forme Maxwellienne, deviennent de plus en plus inefficaces. La

conséquence directe est que la loi de Maxwell ne restera valable que pour les électrons du "corps". La partie haute énergie de la fonction de distribution (à partir du premier seuil d'excitation du gaz de travail) présente des déviations souvent importantes par rapport à la distribution d'équilibre du corps.

Dans ce cas, aucune des quatre lois de l'E.T.C. ne reste valable, les "températures" sont toutes différentes (exception faite, dans la limite des champs électriques faibles, de la température ionique qui est presque égale à la température atomique). La description du système demande alors la mise en oeuvre d'un modèle collisionnel-radiatif, on peut dire que l'on est en phase "Totalement Hors d'Equilibre Thermodynamique".

En conclusion, nous pouvons dire qu'en poussant un système hors de l'état d'E.T.L. (l'E.T.C. est toujours irréaliste), la difficulté de la modélisation, ou de l'exploitation des résultats expérimentaux, augmente rapidement, et que le volume des données nécessaires devient de plus en plus grand.

1.6.2 Bases du modèle Collisionnel-Radiatif

Si on veut modéliser d'une façon générale la colonne positive d'une décharge électrique, on doit faire appel à un modèle qui tient compte du bilan complet que nous venons d'évoquer précédemment. Un tel modèle, dit Collisionnel-Radiatif doit tenir compte des paramètres externes de ce bilan qui sont: la nature et la pression du gaz tampon et celles du gaz actif, la géométrie de l'enceinte, la puissance électrique acheminée par le circuit externe... La modification de ces paramètres va influencer directement sur les fréquences de collision, modifier la densité et la distribution énergétique du nuage électronique. Deux conditions supplémentaires nécessaires à l'existence du plasma entrent en jeu:

La première est la neutralité électrique locale dans la colonne positive. La deuxième doit être réalisée en régime stationnaire: quels que soient le(s) mécanisme(s) de pertes des paires électron-ion, le taux de disparition est toujours compensé par l'ionisation de telle sorte que:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{pertes de} \\ \text{paires e}^- \text{-ion} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{l} \text{production de} \\ \text{paires e}^- \text{-ion} \end{array} \right\}$$

Ces deux lois principales qui régissent le fonctionnement de la décharge, couplées avec la loi de la conservation de la masse et celles de la conservation de l'énergie du nuage électronique et des particules lourdes et enfin l'équation d'état du plasma, constituent un système d'équations auto-cohérent qui peut décrire le fonctionnement de la décharge.

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and tools used to collect and analyze data. It highlights the use of advanced software and manual processes to ensure that all relevant information is captured and processed correctly.

3. The third part of the document provides a detailed overview of the reporting and analysis phase. It explains how the collected data is used to generate comprehensive reports that provide insights into the organization's performance and trends.

4. The fourth part of the document discusses the importance of regular communication and collaboration between different departments. It stresses that sharing information and working together is essential for identifying opportunities for improvement and addressing any challenges that may arise.

5. The fifth part of the document concludes by summarizing the key findings and recommendations. It reiterates the need for continuous monitoring and evaluation to ensure that the organization remains on track and achieves its strategic goals.

6. The final part of the document provides a list of references and resources used throughout the report. It includes links to relevant articles, books, and internal documents that provide further context and support for the findings presented.

II. DONNEES DE BASE

CE CHAPITRE se propose de rassembler et de vérifier la cohérence des éléments (sections efficaces de collision, coefficients de transport*, facteur d'emprisonnement du rayonnement) qui seront indispensables à la résolution du problème qui nous est proposé: la modélisation des décharges mercure-gaz rares en basse pression puis, dans une moindre mesure, en haute pression.

II.1 COLLISIONS ET SECTIONS EFFICACES

Dans les décharges mercure-gaz rare, compte tenu des domaines de pression qui nous intéressent, les principales espèces à prendre en compte sont

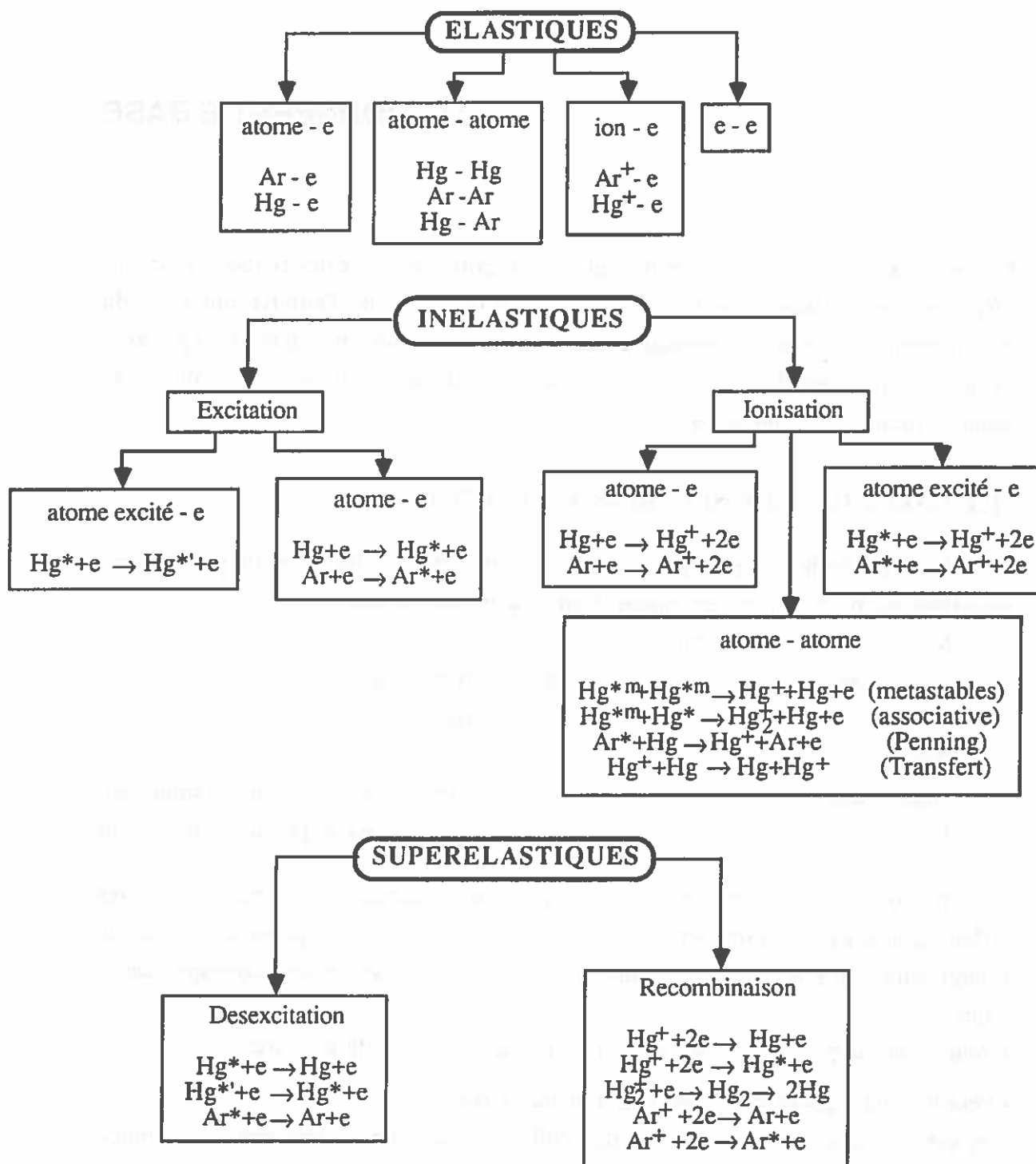
Mercure à l'état fondamental	Hg	
Mercure excité (état radiatif ou métastable)	Hg* et Hg*m	
Mercure une fois ionisé	Hg ⁺	
Argon	Ar	
Argon excité	Ar*	Basse pression uniquement
Ions d'argon	Ar ⁺	Basse pression uniquement

En outre nous avons pris en compte deux espèces supplémentaires qui peuvent (d'après différents auteurs) jouer un certain rôle et qui surtout serviront d'espèces test en vue de l'élargissement ultérieur de notre modèle aux types de collisions qui leur correspondent il s'agit :

- Pour les décharges basse pression des ions moléculaires Hg₂⁺ du mercure.
- Pour les décharges haute pression de la molécule Hg₂.

Ces espèces interagiront à travers des collisions (que nous considérerons comme essentiellement binaires) selon le schéma suivant :

* Notons que le terme "coefficient de transport" inclut ici les coefficients de diffusion (ordinaire et ambipolaire), de la conductivité thermique et électrique, et de la viscosité, mais pas les coefficients de transport ("swarm") qui apparaissent dans l'analyse de l'équation de Boltzmann (coefficients de Townsend, vitesse de dérive...).



Bien entendu, dans les décharges qui nous intéressent, vu la faible température électronique (de l'ordre de 0.5 eV pour une décharge haute pression et de 1 à 3 eV maximum pour une décharge basse pression), la probabilité de présence des ions plusieurs fois chargés est pratiquement nulle.

Il faut malheureusement signaler que les sections efficaces de ces interactions sont (contrairement à ce que l'on pourrait penser pour un corps aussi utilisé que le mercure)

parfois très mal connues. L'erreur quadratique moyenne peut quelquefois atteindre 40% ou plus [Pe-1]. Cette incertitude est à la base des écarts importants qu'on observe entre les résultats théoriques des différents auteurs. La figure 2.1 donne un exemple des valeurs utilisées pour la section efficace de la réaction $\text{Hg}(6^1S_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3P_2)+e^-$

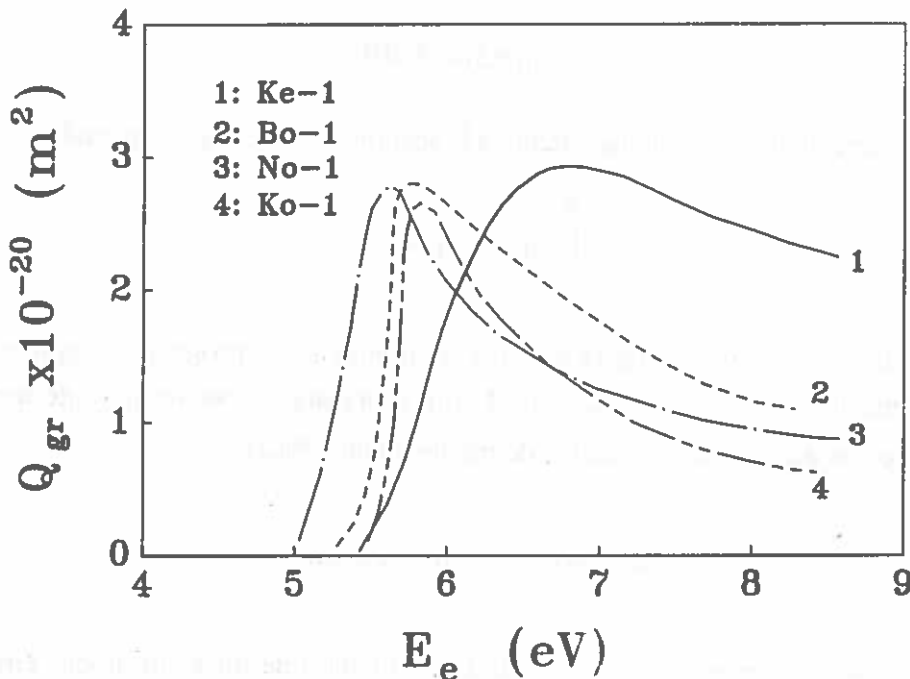


FIG. 2.1 Diverses approximations pour la section efficace de la transition $\text{Hg}(6^1S_0) \rightarrow \text{Hg}(6^3P_2)$

On constate que l'accord entre elles est, c'est le moins que l'on puisse en dire, peu satisfaisant! Comme Waymouth [Wa-1] l'a souligné dans le cas spécial des lampes, tant que les valeurs des sections efficaces ne seront pas connues avec une bonne précision, les déviations entre les résultats expérimentaux et théoriques seront inévitables et l'utilisation de paramètres ajustables afin d'obtenir une meilleur concordance restera légitime.

Dans les paragraphes qui vont suivre nous donnerons les valeurs des sections efficaces utilisées dans ce travail tout en essayant de justifier leur choix à partir de critères plus ou moins généralement acceptés dans les travaux similaires.

II.1.1 Sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement

Les collisions élastiques ne modifient pas l'énergie interne des particules. Telles sont les collisions entre les atomes neutres (ici Hg et Ar) et les électrons aussi bien que les collisions entre les particules chargées (électron/ion, ion/ion et électron/électron).

La section efficace différentielle de collision élastique: $S(u, \theta, \varphi)$ représente la description la plus fine de la collision. En pratique elle, n'est pas toujours connue et de toute façon, seul son effet moyen vis à vis d'un mécanisme particulier peut être utilisé

dans les modèles qui nous intéressent. C'est donc cette dernière valeur qu'il nous faut obtenir. Dans le cas de la quantité de mouvement le calcul est classique :

Si l'on admet que $S(u, \theta, \varphi)$ ne dépend pas de l'angle azimutal φ nous pouvons écrire pour la section efficace:

$$dQ = 2\pi \sin\theta S(u, \theta) d\theta \quad (2.1)$$

et en intégrant sur l'angle polaire nous obtenons la section efficace élastique totale:

$$Q(u) = 2\pi \int_0^\pi S(u, \theta) \sin\theta d\theta \quad (2.2)$$

Après une collision, la variation de la quantité de mouvement, projetée sur la direction initiale de la particule est $mv(1-\cos\theta)$. On définit alors une nouvelle quantité appelée "section efficace de transfert de la quantité de mouvement" $Q^m(u)$:

$$Q^m(u) = 2\pi \int_0^\pi S(u, \theta) [1-\cos\theta] \sin\theta d\theta \quad (2.3)$$

Cette quantité intervient dans le calcul de la fonction de distribution des énergies électroniques comme dans le calcul des coefficients de transport ou dans celui des pertes d'énergie par collisions élastiques. La section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement est en général assez bien connue. De plus et afin d'améliorer la cohérence des données, il est possible de l'ajuster afin de reproduire les valeurs expérimentales des coefficients de transport tels que la vitesse de dérive, le coefficient de diffusion dans la direction du champ électrique, la conductance... Mieux seront connus expérimentalement les coefficients de transport, mieux nous pourrions affiner notre ajustement.

II.1.1.1 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement : cas des collisions e⁻/Hg

Après avoir examiné les travaux de Mc Cutchen [Mc-1] (qui propose une relation analytique très approximative), nous avons rejeté ses valeurs car leur comportement est complètement différent de celui obtenu à partir des valeurs des autres auteurs. Nous avons ensuite examiné les travaux de Nakamura et Lucas [Na-1], ceux de Elford [Ef-1] puis ceux de Rockwood [Ro-1]. Pour les raisons que nous exposerons dans le paragraphe suivant, nous avons en définitive retenu pour notre étude les valeurs de transfert de la quantité de mouvement données par Rockwood qui a ajusté les valeurs obtenues par Mc Cutchen [Mc-1]. La figure 2.2a présente les résultats obtenus pour les collisions

élastiques e⁻/Hg. La section efficace de transfert de la quantité de mouvement est donnée en fonction de l'énergie électronique.

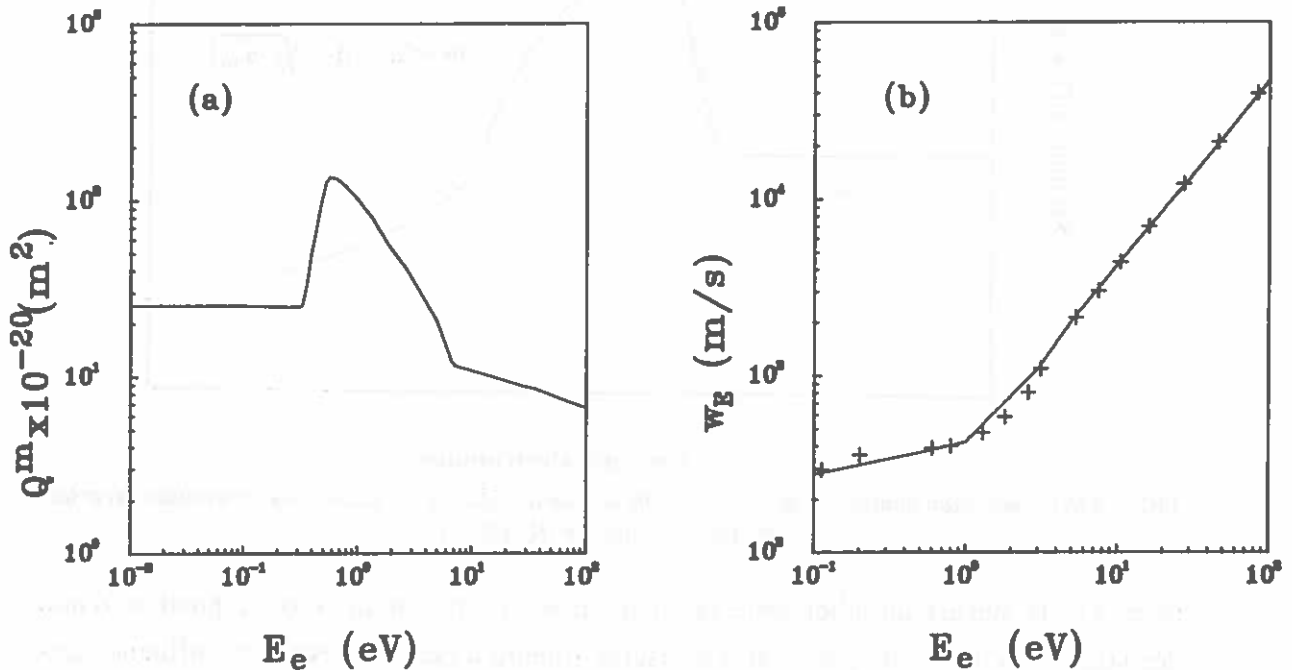


FIG 2.2 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les interactions e⁻/Hg (a) et vitesse de dérive calculée et expérimentale (+) (b).

Les raisons qui nous ont conduit à ce choix sont les suivantes: en basse pression, leur introduction dans le calcul de la vitesse de dérive à partir de la résolution de l'équation de Boltzmann conduit à un bon accord avec les valeurs expérimentales (figure 2.2b) de Mc Cutchan [Mc-1] pour les faibles valeurs de E/N et avec celles de Ovcharenko [Ov-1] pour les fortes valeurs de E/N . En outre la qualité des résultats de Rockwood est également reconnue par Itikawa dans son ouvrage "Atomic Data and Nuclear Data Tables" [It-1]. La valeur moyenne de la section efficace de Rockwood est proche de 85 \AA^2 , Salon [Sa-1] avait proposé une valeur constante de 100 \AA^2 , Adler [Ad-1] de 45 \AA^2 , Moris et Walker [Mo-1] de 98 \AA^2 , Brode [Br-1] de 117 \AA^2 et Elenbaas [El-1] de 126 \AA^2 . Dans le cas des décharges basse pression, cette section efficace intervient peu puisque le gaz rare est l'élément dominant dans la régulation des phénomènes de transport. Par contre, pour des pressions partielles de vapeur de mercure plus importantes les incertitudes liées à cette section efficace prennent plus d'importance [Ch-1].

Debbagh-Zriouil [Dz-1] a proposé une forme analytique pour cette section efficace afin de chiffrer l'influence de divers paramètres sur la conductance d'une décharge mercure haute pression. La figure 2.3 donne l'allure de la section efficace paramétrée et l'expression des paramètres qui permettent de la modifier.

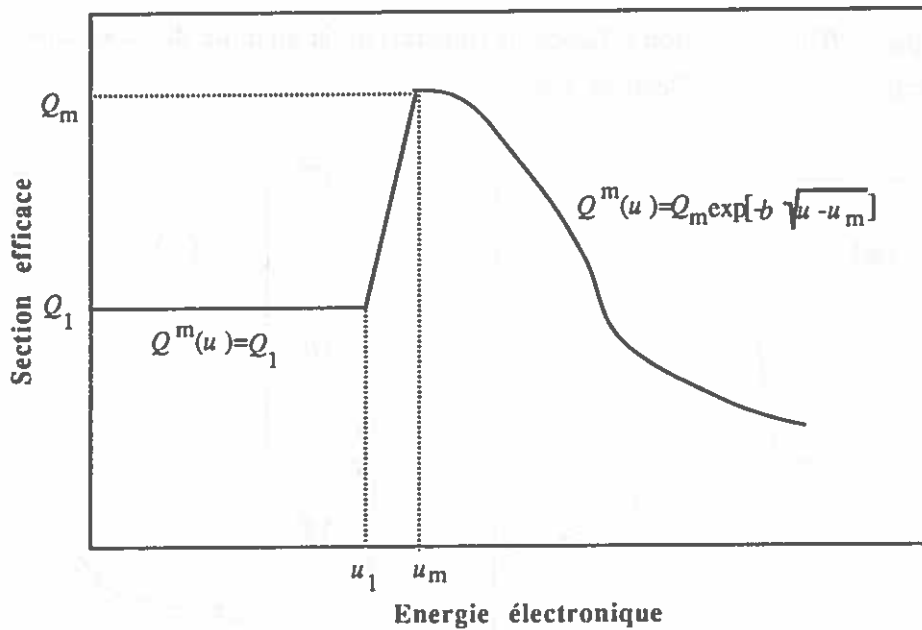


FIG. 2.3 Représentation analytique de la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions élastiques e^-/Hg [Dz-1].

Nous avons mesuré au laboratoire la conductance propre de la colonne positive d'une décharge mercure haute pression. Le résultat obtenu a permis d'évaluer l'influence des différentes incertitudes par rapport à la valeur expérimentale. On constate que la modification (d'un facteur 2) de la partie basse énergie ou le déplacement du maximum vers les basses énergies (variation de 40%) ne modifie la conductance que de 3% environ. Au contraire la valeur du maximum influe fortement sur la conductance, ainsi une augmentation de 25% de ce maximum entraîne une diminution presque équivalente de la conductance. Enfin la vitesse de décroissance de la section efficace joue un rôle non négligeable. En définitive, pour des décharge où la température (au sens de l'E.T.L.) est comprise entre 5000 K et 6500 K, ce sont surtout les incertitudes sur les valeurs comprises entre 0.5 eV et 1 eV qui limitent la précision des calculs de conductance. Compte tenu des erreurs expérimentales dans la détermination de la conductance on peut considérer que la correction doit rester inférieure à 20%.

II.1.1.2 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement : cas des collisions $e^-/\text{gaz rare}$

Pour les collisions élastiques e^-/Ar les valeurs de sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement sont données par plusieurs auteurs. Pour les auteurs que nous avons consulté (Laborie [Lr-1], Frost et Phelps [Fr-1], Golden [Gd-1], Golden et Bandel [Gd-2], Milloy [Mi-1], Plenkiewich [Pl-1], Karim [Km-1], Haddad [Ha-1]), les sections efficaces sont à peu près similaires. Les différences observées résident dans la position et dans la valeur absolue du minimum de Ramsauer. Ces différences peuvent influencer notablement sur la valeur calculée de la mobilité électronique si la valeur du paramètre E/p

est faible. C'est malheureusement le cas dans les décharges basse pression que nous étudions. Dans le cas des décharges haute pression l'influence est plus limitée mais simplement du fait de la faible pression partielle d'argon utilisée. Pour des décharges utilisant comme gaz tampon un gaz rare, les calculs que nous avons effectués montrent que cette question devrait sans doute être réexaminée.

Pour les énergies électroniques $E_e < 5$ eV, nous avons choisi les valeurs données par Haddad et O'Malley [Ha-1]. Elles décrivent avec une bonne précision le minimum de Ramsauer. Pour les énergies $E_e > 5$ eV, nous adoptons les valeurs de Frost et Phelps qui sont les plus couramment utilisées dans la littérature [Fr-1], en outre la section efficace de Frost et Phelps peut très bien s'approximer par une relation analytique simple :

$$Q^m(E_e) = 400 \times 10^{-20} E_e^{1.05} \quad (\text{m}^2) \quad (2.4)$$

La figure 2.4a donne, en fonction de l'énergie la section efficace obtenue. Christophorou, [Cr-1] dans son travail de synthèse, a proposé la même combinaison de valeurs.

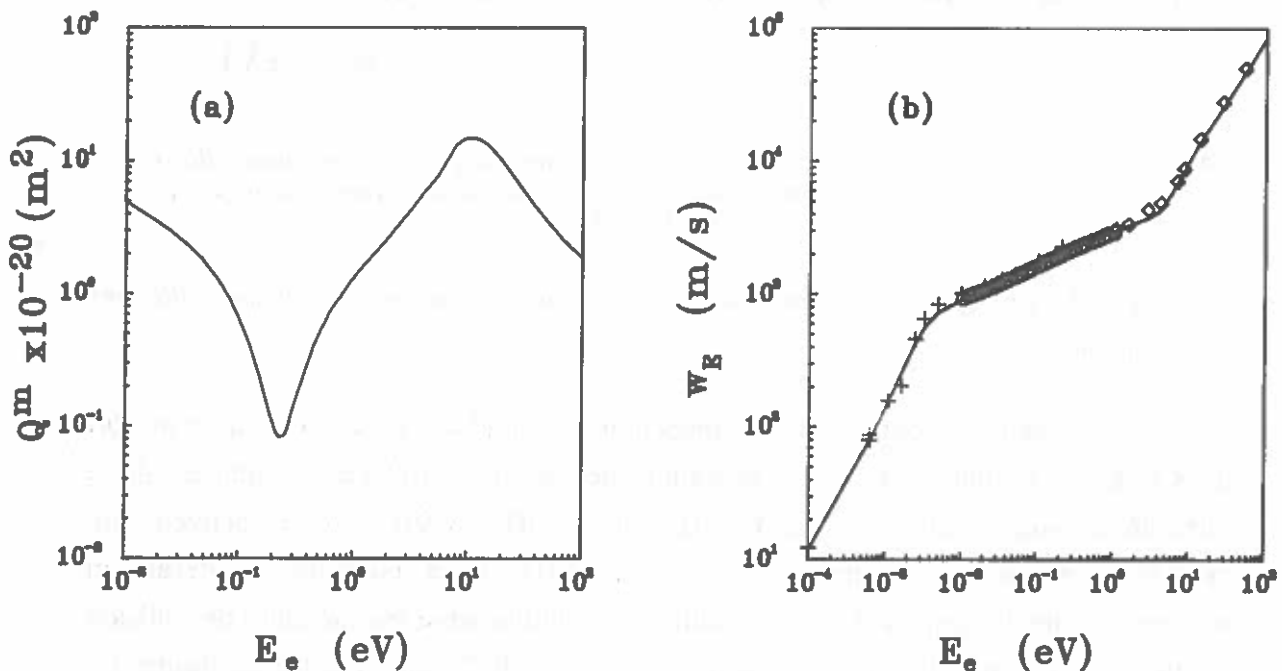


FIG 2.4 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les interactions e^-/Ar (a) et vitesse de dérive (b) calculée (ligne) et expérimentale à partir de (o):[Hx-1], (+):[Du-1], (◊):[Kc-1].

Sur la figure 2.4b nous pouvons constater que les valeurs retenues reproduisent fidèlement les valeurs expérimentales de la vitesse de dérive dans l'argon.

La section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions e^-/Ne est celle donnée par Yousfi et Alkaa [Yo-3] et celle pour les collisions e^-/He est donnée

par Yousfi [Yo-1]. Les sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement des collisions e^-/Kr et e^-/Xe sont tirées à partir de la compilation de Hayashi [Hy-1]. La figure 2.5a montre ces sections efficaces et la figure 2.5b nous permet de comparer les valeurs expérimentales de la vitesse de dérive avec les valeurs théoriques.

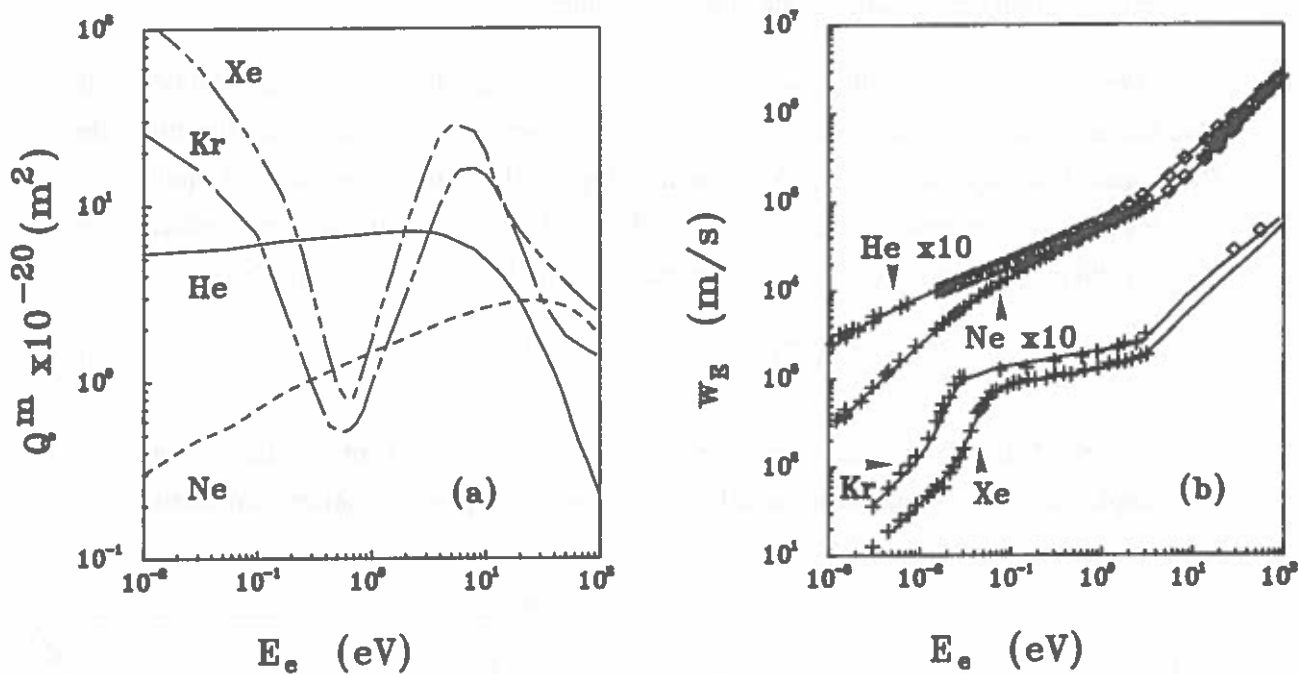


FIG 2.5 Sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement (a) pour les interactions e^-/He , e^-/Ne , e^-/Kr et e^-/Xe et vitesses de dérive (b) calculées (lignes) et expérimentales à partir de (o):[Hx-1], (+):[Du-1], (◊):[Kc-1].

II.1.1.3 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions atome-atome

Ces interactions sont très importantes pour le calcul des coefficients de transport dans le gaz atomique. Les valeurs moyennes des sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement des collisions élastiques Hg/Hg, Ar/Ar et Ar/Hg peuvent être calculées, en première approximation, en utilisant un potentiel d'interaction interparticulaire de Lennard-Jones. La méthode, qui utilise aussi les intégrales de collision tabulés par Hirschfelder, a été présentée par Debbagh-Zriouil [Dz-1]. La figure 2.6 donne, en fonction de la température du gaz, les valeurs de sections efficaces pour les trois interactions qui nous intéressent.

Pour des valeurs de température supérieures à 500 K on constate que les sections efficaces Ar/Ar et Ar/Hg tendent vers une valeur constante. La même tendance est observée pour l'interaction Hg/Hg mais pour des valeurs de température supérieures à 1000 K. Ainsi il nous paraît judicieux dans le cas des décharges haute pression, où la température est de l'ordre de 5000 K, de considérer une valeur constante. Pour les

décharges basse pression où la température du gaz est proche de la température ambiante nous ne pourrions plus négliger la variation de la section efficace.

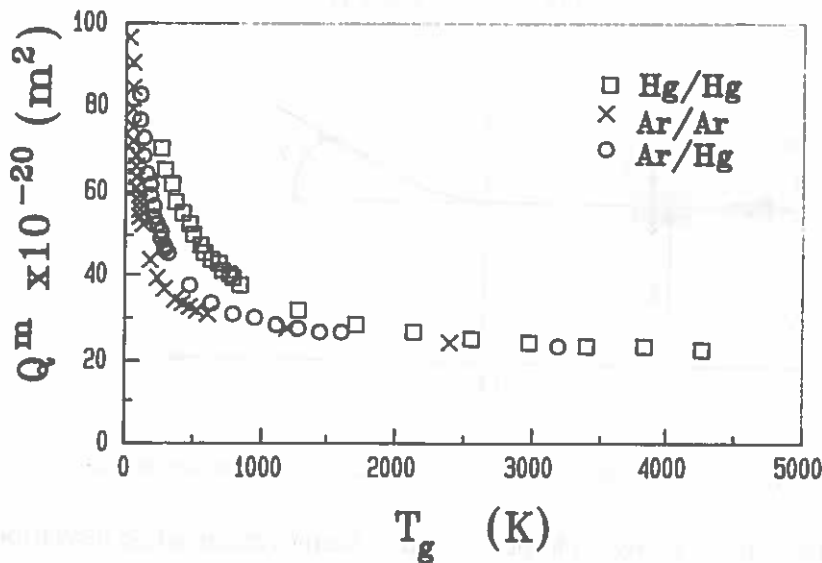


FIG. 2.6. Sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions élastique atome/atome en fonction de la température.

II.1.1.4 Section efficace de transfert de la quantité de mouvement: cas des collisions chargée/chargée

Les collisions entre les particules chargées sont très importantes pour la compréhension des processus dans le plasma. En particulier elles redistribuent l'énergie entre les particules chargées et tendent de ce fait à rendre leur distribution Maxwellienne. Elles déplacent donc la décharge vers l'état d'E.T.L. Cependant parmi les collisions chargé/chargé les collisions électron/ion jouent un rôle secondaire, le plus souvent négligeable devant celui des collisions électron/électron, du fait du faible échange d'énergie (de l'ordre du rapport des masses) entre ces deux types de particules.

Le calcul de la section efficace pour ce type de collisions est difficile car les forces, de nature électrique, mises en jeu entraînent des interactions à longue portée. La théorie quantique [Ld-1] et la théorie classique [Mi-1] aboutissent à la même forme asymptotique pour la section efficace différentielle totale. Ce résultat est connu sous le nom de "section efficace de Rutherford":

$$dQ_{cc} = \frac{(b/2)^2}{\sin^4(\chi/2)} d\Omega \quad (2.5)$$

En introduisant le concept de potentiel de Coulomb écranté

$$\phi(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} & r < \lambda_D \\ 0 & r \geq \lambda_D \end{cases} \quad (2.6)$$

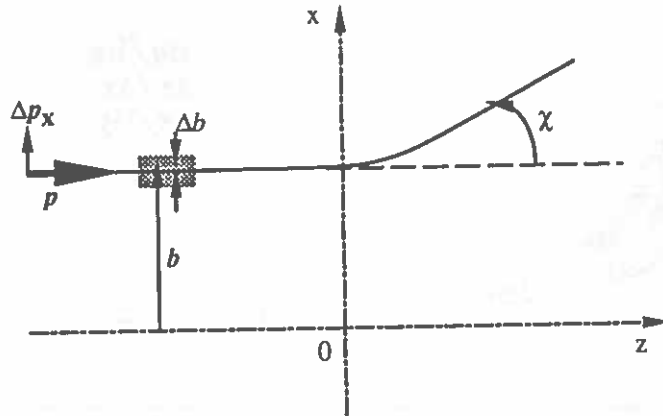


FIG 2.7 Système de coordonnées pour l'interaction chargée/chargée.

où λ_D est la longueur de Debye. On peut calculer l'angle minimal de déviation χ_m par la relation $\tan\chi_m = b/\lambda_D$ et ensuite intégrer l'expression (2.5) de χ_m à π , on évite ainsi les problèmes de discontinuité qui apparaissent pour $\chi=0$. En utilisant la formule (2.3) qui donne la section efficace de transfert de la quantité de mouvement on obtient:

$$Q_{cc}^m = 4\pi b_0^2 \ln \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda_D}{b_0} \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (2.7)$$

où b_0 est le paramètre d'impact pour une déviation du projectile de 90° après la collision.

L'application du principe d'incertitude de Heisenberg ($\Delta x \Delta p_x \geq \hbar$) permet de définir le domaine de validité de la formule (2.7).

Pour que la description classique reste valable il y a deux conditions à respecter:

- l'incertitude sur la direction initiale de la particule doit être faible devant la valeur de l'angle de diffusion, autrement dit :

$$\frac{\Delta p_x}{p} \ll \chi \quad (2.8)$$

- l'incertitude sur le paramètre d'impact $\Delta b = \Delta x$ doit être faible devant le paramètre lui-même:

$$\Delta x \ll b \quad (2.9)$$

En portant les conditions (2.8) et (2.9) dans l'expression du principe d'incertitude on trouve pour la condition de validité:

$$b\chi \gg \frac{\hbar}{p} \quad (2.10)$$

Cependant, comme Günther et al [Gu-2] l'ont souligné, le problème le plus difficile à résoudre est le choix du potentiel d'interaction entre les particules chargées dans un gaz ionisé. Ainsi, Liboff [Lb-1] dans ses travaux a utilisé le potentiel écranté de Debye:

$$\phi(r) = \frac{k}{r} \exp\left\{-\frac{r}{\lambda_D}\right\} \quad (2.11)$$

Cette approximation reste valable si la distance interparticulaire est assez petite devant la longueur de Debye, où en d'autres termes, s'il y a plus d'une particule chargée dans la sphère de Debye. Ce qui peut s'écrire sous la forme:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi n_e \lambda_D^3 > 1 \quad (2.12)$$

Cette condition reste valable dans les décharges que nous étudions (haute pression: $n_e \approx 10^{22} \text{m}^{-3}$, $\lambda_D \approx 5.3 \times 10^{-8} \text{m}$ et $N_D \approx 7$, basse pression: $n_e \approx 10^{17} \text{m}^{-3}$, $\lambda_D \approx 2.4 \times 10^{-5} \text{m}$ et $N_D \approx 6 \times 10^3$). Devoto [Dv-1], en se basant sur les hypothèses de Liboff, a pu calculer, en première approximation, une valeur moyenne de la section efficace de transfert de la quantité de mouvement dans le cas des collisions élastiques entre les particules chargées:

$$\langle Q_{cc}^m \rangle^{(1,1)} = 2\pi b_0^2 \ln\left\{\frac{2\lambda_D}{b_0} - \frac{1}{2} - 2\gamma\right\} \quad (2.13)$$

γ est la constante d'Euler, elle vaut 0.5772.

Les deux potentiels écrantés qu'on a mentionnés précédemment n'ont que partiellement résolu le problème. Ainsi les calculs de Radtke et Günther [Rd-1] ont montré que l'utilisation du potentiel écranté de Debye ou de celui de Coulomb aboutit, dans le cas d'un plasma totalement ionisé, à un résultat commun qui est la formule de Spitzer [Sp-1]. L'utilisation du potentiel de Debye dans des plasmas denses (cas de la haute pression) est difficile du point de vue mathématique, Liboff [Lb-1] a résolu le problème en faisant une série de simplifications, cependant les déviations entre ses résultats et le calcul exact de Mason [Ma-1] restent importantes. Les calculs quantiques de Williams et Witt [Wm-1], qui justifient les calculs de Liboff, souffrent de simplifications non-justifiées. Ainsi, nous aboutissons à la même conclusion que Günther [Gu-2] qui considère que pour des distances, par rapport à la particule cible, pas trop importantes le potentiel écranté de Coulomb reste à la fois un traitement exact et facile à utiliser.

II.1.2 Collisions inélastiques

Les collisions inélastiques jouent un rôle prépondérant dans les décharges qui nous occupent. Ce sont elles qui peuplent les niveaux excités des atomes, niveaux qui peuvent

ensuite se désexciter en produisant les photons qui constitueront le rayonnement utile du plasma.

Ce sont aussi elles qui provoquent une déplétion de la partie haute énergie de la fonction de distribution et qui poussent donc le système hors de l'état d'E.T.L.

II.1.2.1 Sections efficaces de collisions e^-/Hg

Pour les collisions entre les atomes de mercure à l'état fondamental et les électrons nous avons choisi les valeurs de sections efficaces données par Rockwood [Ro-1] parce qu'elles assurent une bonne description cinétique des grandeurs macroscopiques du plasma, grandeurs qu'il est possible de mesurer. Cependant, pour la transition $\text{Hg}(6^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)$ nous avons dû adopter la section efficace de Kenty [Ke-1] car c'est la seule que nous avons pu trouver dans la littérature. Pour la transition $\text{Hg}(6^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)$ nous avons aussi adopté la section efficace de Kenty [Ke-1] car elle donne les meilleurs résultats concernant le flux à 254nm (cf. chapitre IV). Waymouth et Bitter [Wa-2] donnent une valeur moyenne pour la section efficace de la transition $\text{Hg}(6^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{D})$.

Les sections efficaces pour les transitions entre les états excités ont été calculées par Kenty. En prenant comme test la concordance avec l'expérience il a, pour les transitions $\text{Hg}(6^3\text{P}_1) \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)$ et $\text{Hg}(6^3\text{P}_0) \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)$, ajusté les valeurs théoriques de Javorski [Ja-1]. Il a ensuite calculé les autres sections efficaces en utilisant des formules semi-empiriques qui relient les valeurs cherchées avec celles qu'il connaissait.

$$\begin{aligned}
 6^3\text{P}_0 \rightarrow 6^1\text{P}_1 : Q_{mr}(E_e) &= 0.75 Q_{rs}(E_e+0.35) & (a) \\
 6^3\text{P}_0 \rightarrow 6^1\text{P}_2 : Q_{ms}(E_e) &= Q_{rs}(E_e-0.21) & (b) \\
 6^3\text{P}_1 \rightarrow 7^3\text{S}_1 : Q_{ru}(E_e) &= Q_{mu}(E_e+0.21) & (c) \\
 6^3\text{P}_2 \rightarrow 7^3\text{S}_1 : Q_{su}(E_e) &= Q_{mu}(E_e+0.77) & (d) \quad (2.14) \\
 6^3\text{P}_0 \rightarrow 6^3\text{D} : Q_{mt}(E_e) &= 1.1 Q_{mu}(E_e-1.15) & (e) \\
 6^3\text{P}_1 \rightarrow 6^3\text{D} : Q_{rt}(E_e) &= 1.1 Q_{mu}(E_e-0.94) & (f) \\
 6^3\text{P}_2 \rightarrow 6^3\text{D} : Q_{st}(E_e) &= 1.1 Q_{mu}(E_e-0.38) & (g)
 \end{aligned}$$

Nous constatons que ces valeurs ont été déduites des sections efficaces Q_{rs} et Q_{mu} en les décalant de la différence d'énergie des seuils et en multipliant, si nécessaire, les valeurs résultantes par un facteur correctif. Il faut noter que certaines de ces sections efficaces ont été mesurées ultérieurement par Korotkov [Ko-1]. Les valeurs trouvées sont en assez bon accord avec les valeurs proposées par Kenty.

Pour ce qui concerne la transitions $\text{Hg}(6^1\text{P}_{0,1,2}) \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)$ nous utiliserons les formules semi-empiriques données par Winkler [Wi-1]:

$$6^3P_0 \rightarrow 6^1P_1 : Q_{mp}(E_e) = Q_{mu}(E_e - 1.02) \quad (a)$$

$$6^3P_1 \rightarrow 6^1P_1 : Q_{rp}(E_e) = Q_{mu}(E_e - 1.23) \quad (b) \quad (2.15)$$

$$6^3P_2 \rightarrow 6^1P_1 : Q_{sp}(E_e) = Q_{mu}(E_e - 1.79) \quad (c)$$

Pour la transition $Hg(1P_1) \rightarrow Hg(7^3S_1)$ nous n'avons pas trouvé de données dans la littérature. Nous avons donc été contraint de calculer cette section efficace en utilisant la méthode de Drawin [Dw-3] pour une transition non-radiative avec changement de la multiplicité:

$$Q_{pu}(E_e) = \sigma_0 \frac{\left[\frac{E_e}{E_{pu}}\right]^{-1}}{\left[\frac{E_e}{E_{pu}}\right]^b} \quad (2.16)$$

Dans cette expression les constantes $\sigma_0 = 4\pi a_0^2 Q^*$ et b peuvent être déterminées, à partir d'une section efficace correspondant à une transition qui obéit aux mêmes règles et en fixant Q^* à une valeur qui correspond à l'expérience ou à une valeur effective inspirée des autres transitions. Nous avons trouvé : $\sigma_0 = 10^{-20} \text{ m}^2$ et $b = 5.75$, Drawin [Dw-3] dans son travail consacré à l'hélium avait supposé $b = 5$.

Pour l'ionisation directe à partir du fondamental nous avons utilisé les valeurs de la section efficace proposées par Rockwood [Ro-1]. Dans le cas des sections efficaces pour l'ionisation à partir des états excités nous avons appliqué la formule théorique de Vriens [Vr-3] qui permet une estimation directe:

$$Q_{ji}(E_e) = \frac{\pi \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right]^2}{E_e + 3.25E_{ji}} \left\{ \frac{5}{3E_{ji}} - \frac{1}{E_e} - \frac{2E_{ji}}{3E_e^2} \right\} \quad j \in \{m, r, s, p, u, t\} \quad (2.17)$$

Vriens, pour confirmer la validité de cette expression, a comparé [Vr-4] ses résultats avec les calculs effectués par d'autres méthodes: approche quantique de Borne-Bethe, méthode dite B.E.A. (Binary Encounter Approximation), théorie classique à trois corps. Dans tous les cas, ses résultats à partir de la relation (2.17) restaient en bon accord avec ceux obtenus par ces trois méthodes.

II.1.2.2 Sections efficaces pour les collisions e^-/Ar

En présence de mercure qui peut s'ioniser facilement et du fait de la valeur élevée du premier seuil d'excitation de l'argon (11.5 eV), le degré d'excitation et d'ionisation de l'argon reste dans la plupart des cas négligeable (il n'y a pas beaucoup d'électrons ultra-

rapides capables d'induire de telles transitions). L'influence de l'argon dans la décharge se limite pratiquement aux collisions élastiques.

Pendant la mise en régime de la lampe, phase pendant laquelle la pression partielle de mercure est très réduite pour les décharges basse pression comme pour les lampes haute pression, l'argon joue au contraire un rôle très important.

Par ailleurs pour les conditions très particulières de certaines décharges basse pression et pour les faibles températures du point froid ($T_{pf} < 5^\circ\text{C}$) l'expérience et nos calculs ont montré que l'excitation (et l'ionisation) de l'argon ne sont pas tout-à-fait négligeables [Zi-2]. Nous avons ainsi, inclus dans nos calculs les collisions inélastiques e^-/Ar , mais en prenant un schéma atomique très simple donné par la figure 2.8.

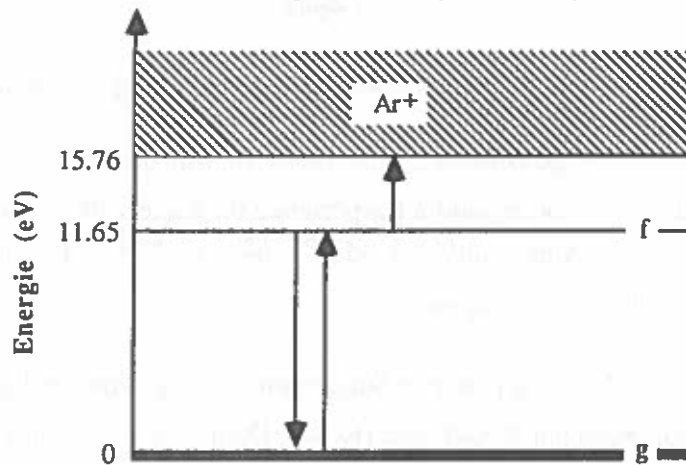


FIG. 2.8 Schéma atomique simplifié de l'argon utilisé dans ce travail.

Le schéma se réduit à un seul niveau excité d'argon $\text{Ar}(f)$ à 11.65 eV. Ce niveau fictif regroupe les quatre niveaux $1s_2$, $1s_4$, $1s_3$ et $1s_5$ de l'argon et la valeur 11.65 est la valeur moyenne des seuils des niveaux réels pondérés par leurs multiplicités.

La section efficace pour la transition $\text{Ar}(g) \rightarrow \text{Ar}(f)$ a été calculée en pondérant les sections efficaces pour les transitions entre le fondamental et les niveaux réels, ces valeurs ont été données par Gleizes [G1-1].

Le seul mécanisme probable d'ionisation pour l'argon est l'ionisation à partir du niveau fictif car l'ionisation directe nécessite au moins 15.76 eV et même dans les cas extrêmes de certaines décharges, des électrons ayant ces énergies n'existent pratiquement pas. La section efficace pour cette transition a été calculée en utilisant la théorie de Gryzinski:

$$Q_{fi}(u) = \frac{\sigma_0}{E_{fi}^2} \frac{1}{x} \left[\frac{x}{x+1} \right]^{3/2} \left\{ 1 + \frac{1}{3x} (2x-1) \ln(2.7 + \sqrt{x-1}) \right\} \left[\frac{x-1}{x} \right]^{3/2} \quad (2.18)$$

où $x = E_e/E_{fi}$ et où $E_{fi} = 4.02$ eV est l'énergie d'ionisation du niveau f ; σ_0 est une constante déterminée par Gleizes [Gl-1], sa valeur vaut 6.56×10^{-18} eV²m².

II.1.2.3 Sections efficaces de collisions atome/atome

Les collisions inélastiques entre les particules lourdes sont moins probables dans le cas des décharges basse pression, où la température des particules lourdes ne dépasse pas les 150°C. Cependant les interactions entre atomes neutres entrent sérieusement en jeu dans le cas de la haute pression et aussi pendant l'allumage des lampes où il y a transfert d'excitation entre l'argon et le mercure.

Dans le cas des décharges mercure-gaz rare basse pression et au moins pour les pressions de mercure les plus élevées, les travaux effectués au laboratoire ont montré que l'effet des collisions mercure/mercure et mercure/argon n'est plus négligeable.

Nous avons trouvé dans la littérature des valeurs moyennes pour les sections efficaces de quelques collisions Hg/Hg et Hg/Ar, ces valeurs sont données dans la tableau 2.1. Il faut noter que l'incertitude sur ces valeurs est très grande. Il est alors difficile de tirer des conclusions sur l'importance de ces interactions.

Parmi ces interactions, une paraît plus importante, au moins d'après certains auteurs ([Ta-1], [Vr-3], [Se-1]) il s'agit de l'ionisation associative $\text{Hg}(6^3P_0) + \text{Hg}(6^3P_1) \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e^-$

Rouse et Giddings [Ru-1] en 1925 ont observé l'apparition d'un courant ionique quand ils irradiaient avec un rayonnement à 253.7 nm une cellule contenant de la vapeur de mercure. Ce courant fut attribué plus tard par Houtermans [Hu-1] à l'ion moléculaire issu de l'ionisation associative précédemment décrite. Tan et von Engel [Ta-1] ont montré expérimentalement que pour des pressions de vapeur de mercure comprises entre 10 et 400 Pa, la production de l'ion moléculaire augmentait comme le carré de l'intensité d'irradiation ultra violette, ceci semble prouver, comme von Engel [Eg-1] l'avait déjà signalé, que la probabilité de l'ionisation associative est importante. Deux autres réactions semblent être capables de produire l'ion moléculaire: $2\text{Hg}(6^3P_1) \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e^-$ et $2\text{Hg}(6^3P_0) \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e^-$, cependant la première n'a jamais été observée [Se-1] et la deuxième dépend fortement de la pression du gaz tampon.

La production de l'ion moléculaire semble donc pouvoir se réaliser dans les décharges basse pression, ainsi Mrozowski [Mr-1] et Winans [Wn-1] ont observé des bandes moléculaires à 247.6 nm et 248.2 nm dans le spectre des tubes fluorescents, cependant l'attribution de ces bandes reste incertaine [Rs-1].

La formation de la molécule Hg_2 par recombinaison $\text{Hg}_2^+ + e^- \rightarrow \text{Hg}_2$ est, quand à elle, surtout probable dans les décharges haute pression, Mrozowski [Mr-1] a observé ses bandes d'émission à 254 nm (transition $A^3O_u^+ - X^1\Sigma_g^+$) et Winans à 234.5 nm (bandes de Wood pour la transition $B^3I_u - X^1\Sigma_g^+$).

Au total ces interactions sont capables de provoquer un appauvrissement de la partie haute énergie de la fonction de distribution en l'éloignant ainsi de la Maxwellienne, elle constituent donc également un mécanisme qui pousse le système hors de l'E.T.L. et ceci est sans doute important pour les décharges haute pression.

Les collisions ion/atome peuvent se produire dans les décharges. Entre les atomes et les ions du mercure, puisque l'atome et l'ion appartiennent à la même espèce chimique, le transfert de charge $\text{Hg}^+ + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg} + \text{Hg}^+$ est un processus résonnant et sa probabilité est importante. Mason [Ma-2] a montré que la section efficace de collision ion/atome est alors déterminée par la contribution du transfert de charge:

$$Q_{\text{res}} = 2Q_{\text{ii}^+}^{\text{ech}} \quad (2.19)$$

où $Q_{\text{ii}^+}^{\text{ech}}$ est la section efficace totale correspondante au processus de transfert de charge. Celle-ci dépend de la vitesse relative v_{ii^+} des particules et peut se mettre sous la forme:

$$Q_{\text{ii}^+}^{\text{ech}} = \frac{1}{2} [A_i - B_i \ln v_{\text{ii}^+}]^2 \quad (2.20)$$

Les coefficients A_i et B_i sont caractéristiques de l'espèce chimique i . Rapp [Ra-1] donne pour plusieurs espèces la section efficace de transfert en fonction de la vitesse relative sous forme de courbes. Debbagh-Zriouil [Dz-1] a déterminé à partir de ces courbes les valeurs $A_{\text{Hg}} = 28.73$ et $B_{\text{Hg}} = 1.31$. La valeur de Q_{res} ne dépend pratiquement pas de l'énergie cinétique des particules, ainsi à 5000 K on trouve la valeur $500 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ alors que l'on obtient $470 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ à 100°C. Cependant, selon Capitelli [Cp-1], ces valeurs semblent être trop fortes. Smirnov, propose une valeur de $150 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ à 1200 K et $100 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ à 1.2×10^5 K, ces valeurs semblent être plus réalistes. Dans la gamme des températures qui nous intéressent cette section efficace reste pratiquement constante, le tableau 2.1 donne la valeur retenue.

La réaction $\text{Ar}^{*m} + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg}^+ + \text{Ar} + e^-$ représente l'effet Penning, ce phénomène joue un rôle très important pendant la phase de mise en régime de la décharge car le nombre des électrons ultra-rapides est grand et l'excitation d'argon devient importante. La section efficace de ce processus est donnée par Wren et Setser [Wr-1] et utilisée aussi par Sawada

et al [Sw-1] et elle vaut $58 \times 10^{-20} \text{ m}^2$. Cette valeur entre bien dans le domaine de $6 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ à $74 \times 10^{-20} \text{ m}^2$ donné par Hotop et Niehaus [Ht-1].

II.1.3 Collisions superélastiques

Les sections efficaces des interactions de 2^{ème} espèce sont calculées à partir des sections efficaces des transitions directes en appliquant le principe de microréversibilité qu'exprime la formule de Klein-Roseland:

$$Q_{kj}(E_e) = \frac{g_j}{g_k} \frac{E_e + E_{jk}}{E_e} Q_{kj}(E_e + E_{jk}) \quad (2.21)$$

La recombinaison dissociative de l'ion moléculaire Hg_2^+ a été incluse dans nos calculs pour le cas de la basse pression. La section efficace pour cette interaction a été calculée en utilisant l'approximation des sphères rigides, nous avons trouvé une valeur moyenne égale à $18 \times 10^{-20} \text{ m}^2$.

Le tableau 2.1 contient les valeurs maximales des sections efficaces pour toutes les interactions décrites dans les paragraphes précédents.

II.1.4 Taux de réaction

Physiquement, les taux de réaction représentent le nombre moyen de chocs inélastiques, par électron et par unité de temps, capables de conduire un atome d'un état interne j à un autre état k . Cette définition s'exprime sous la forme:

$$z_{jk} = \int_{\nu} \nu \phi_0(\nu) Q_{jk}(\nu) d^3\nu \quad (2.22)$$

où ϕ_0 est la partie isotrope de la fonction de distribution de vitesses électroniques. Le rôle des taux de réaction est prépondérant dans le bilan de population des espèces ainsi que dans le bilan d'énergie du nuage électronique. Les taux de réaction peuvent être obtenus à partir de l'expérience.

Les données de la littérature sont plutôt rares et de toute façon il est préférable (pour des raisons de cohérence) de calculer les taux de réaction à partir de la formule (2.22) en faisant l'hypothèse que l'on connaît la fonction de distribution.

Dans le cas des décharges haute pression où le milieu est proche de l'E.T.L., la fonction de distribution diffère sans doute peu d'une Maxwellienne. Dans les décharges mercure-gaz rare basse pression la connaissance de la fonction de distribution est difficile car le système est très loin de l'E.T.L. Plusieurs méthodes ont été développées pour estimer la fonction de distribution électronique elles sont exposées au chapitre III.

Tableau 2.1

	Réaction	Q ($\times 10^{-20} \text{m}^2$)	réf.	remarques
1	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^-$	0.29	[Ro-1]	max
2	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^-$	1.77	[Ke-1]	max
3	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^-$	3.37	[Ro-1]	max
4	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^-$	3.04	[Ro-1]	max
5	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^-$	0.43	[Ke-1]	max
6	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{D})+e^-$	0.33	[Wa-2]	effective
7	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	6.99	[Ro-1]	max
8	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	1.66	[Wi-1]	max, éq.3.21
9	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^-$	14.48	[Ke-1]	max, éq.3.14a
10	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^-$	19.25	[Ke-1]	max, éq.3.14b
11	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^-$	2.91	[Wi-1]	max, éq.3.15a
12	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^-$	3.93	[Ke-1]	max
13	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{D})+e^-$	2.30	[Ke-1]	max, éq.3.14e
14	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	3.94	[Vr-3]	max, éq.3.17
15	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	8.52	[Wi-1]	max, éq.3.21
16	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^-$	8.59	[Wi-1]	max, éq.3.21
17	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^-$	19.01	[Ke-1]	max
18	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^-$	3.10	[Wi-1]	max, éq.3.15b
19	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^-$	2.74	[Ke-1]	max, éq.3.14c
20	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{D})+e^-$	2.60	[Ke-1]	max, éq.3.14f
21	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	4.25	[Vr-3]	max, éq.3.17
22	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	7.86	[Wi-1]	max, éq.3.21
23	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^-$	17.67	[Wi-1]	max, éq.3.21
24	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^-$	41.48	[Wi-1]	max, éq.3.21
25	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^-$	3.31	[Wi-1]	max, éq.3.15c
26	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^-$	2.88	[Ke-1]	max, éq.3.14d
27	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{D})+e^-$	2.30	[Ke-1]	max, éq.3.14g
28	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	5.23	[Vr-3]	max, éq.3.17
29	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	3.18	calculée	max, éq.3.21
30	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^-$	1.62	[Wi-1]	max, éq.3.21
31	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^-$	4.88	[Wi-1]	max, éq.3.21
32	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^-$	7.53	[Wi-1]	max, éq.3.21
33	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^-$	0.10	calculée	max, éq.3.16
34	$\text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	9.33	[Vr-3]	max, éq.3.17
35	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	2.34	calculée	max, éq.3.21
36	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+e^-$	1.78	calculée	max, éq.3.21
37	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+e^-$	4.93	calculée	max, éq.3.21
38	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_2)+e^-$	7.50	calculée	max, éq.3.21
39	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{P}_1)+e^-$	0.84	calculée	max, éq.3.21
40	$\text{Hg}(7^3\text{S}_1)+e^- \rightarrow \text{Hg}^++2e^-$	16.88	[Vr-3]	max, éq.3.21
41	$\text{Hg}^++\text{Hg} \rightarrow \text{Hg}+\text{Hg}^+$	150	[Cp-1]	effective
42	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+\text{Hg}(6^3\text{P}_1) \rightarrow \text{Hg}_2^++e^-$	4.6	[Ta-1]	effective
43	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+\text{Hg}(6^3\text{P}_2) \rightarrow \text{Hg}^++\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	1.0	[Vr-3]	effective
44	$\text{Hg}(6^3\text{P}_0)+\text{Hg}(6^3\text{P}_2) \rightarrow \text{Hg}^++\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+e^-$	0.1	[Fo-1]	effective
45	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+\text{Hg}(6^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_0)+\text{Hg}(6^1\text{S}_0)$	17	[Gt-1]	effective
46	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+\text{Hg}(6^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+\text{Hg}(6^1\text{S}_0)$	0.01	[Gt-1]	effective
47	$\text{Hg}_2^++e^- \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+\text{Hg}(7^3\text{S}_1)$	18	calculée	eff., sphères rig
48	$\text{Hg}(6^3\text{P}_1)+\text{Ar} \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0)+\text{Ar}$	0.22	[O1-1]	effective
49	$\text{Hg}(6^3\text{P}_2)+\text{Ar} \rightarrow \text{Hg}(6^3\text{P}_1)+\text{Ar}$	0.30	[Kr-1]	effective
50	$\text{Hg}(6^1\text{S}_0)+\text{Ar}(f) \rightarrow \text{Hg}^++\text{Ar}(g)+e^-$	58	[Sw-1]	effective
51	$\text{Ar}(g)+e^- \rightarrow \text{Ar}(f)+e^-$	2.2	[Gl-1]	max
52	$\text{Ar}(f)+e^- \rightarrow \text{Ar}(g)+e^-$	1.6	calculée	max, éq.3.21
53	$\text{Ar}(f)+e^- \rightarrow \text{Ar}^++2e^-$	8.0	calculée	max, éq.3.18

II.2 PHENOMENES DE TRANSPORT ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT

L'approche théorique du problème du transport s'effectue à l'aide de l'équation de Boltzmann* qui donne une description microscopique de la variation temporelle de l'état du système. Il est possible de transformer cette équation de façon à obtenir les équations habituelles de la mécanique des fluides qui nous donneront une description macroscopique du plasma. Les quantités macroscopiques cherchées sont reliées aux moments de la fonction de distribution de la vitesse des particules et conséquemment les équations de transport peuvent être déduites directement des moments de l'équation de Boltzmann.

Afin d'obtenir une équation de transfert généralisée, définissons avec Bittencourt [Bi-1] une quantité physique $\chi(v)$ dont la valeur moyenne est donnée par la relation:

$$\langle \chi \rangle = \frac{1}{n} \int \chi(v) f(r, v, t) d^3v \quad (2.23)$$

Si l'on considère maintenant l'équation de Boltzmann pour les particules du type α (électrons, atomes, ions...), et si on l'intègre dans l'espace des vitesses après l'avoir multipliée par la quantité $\chi(v)$, on aboutit, en faisant appel à la définition de la valeur moyenne (2.23), à une équation du type:

$$\frac{\partial}{\partial t} [n_\alpha \langle \chi \rangle] + \frac{\partial}{\partial r_\alpha} [n_\alpha \langle \chi v \rangle] - n_\alpha \left\langle a_\alpha \frac{\partial}{\partial v_\alpha} \chi \right\rangle = \mathbf{J}_\alpha [n_\alpha \langle \chi \rangle] \quad (2.24)$$

C'est l'équation cherchée, où a est l'accélération due aux forces extérieures et \mathbf{J} rend compte les collisions interparticulaires. En prenant pour χ la masse m , la quantité du mouvement mv et l'énergie cinétique $1/2mv^2$, on obtient respectivement les équations de conservation pour la masse, de transfert de quantité de mouvement (Navier-Stokes) et d'énergie. Ceci pour les particules du type α . En écrivant les équations similaires pour tous les types de particules qui existent dans le plasma on obtient une description macroscopique des phénomènes de transport qui apparaissent dans le milieu.

* La discussion sur l'équation de Boltzmann et la fonction de distribution des vitesses aura lieu dans le chapitre III.

Dans l'approche de Chapman-Enskog, le gaz est considéré comme faiblement perturbé, les fonctions de distribution s'écartent peu de la distribution d'équilibre. Elles sont exprimées par:

$$f_{\alpha} = F_{\alpha}^M (1 + \phi_{\alpha}) \quad (2.25)$$

où F_{α}^M est la fonction de Maxwell et ϕ_{α} la perturbation. En introduisant cette formule dans les équations de continuité, de transfert de la quantité mouvement et d'énergie précédemment établies nous pouvons en déduire une équation pour la fonction de perturbation en faisant un développement en série des polynômes de Sonine des divers coefficients qui interviennent:

$$\phi_{\alpha} = \sqrt{E_e} \frac{2k_B T_{\alpha}}{m_{\alpha}} \sum_r q_r S_r^{3/2}(E_e) \quad (2.26)$$

Cette méthode est souvent utilisée dans la littérature et une discussion détaillée est donnée par Debbagh-Zriouil [Dz-1]. Cependant cette méthode, conçue pour des systèmes proche de l'état de l'E.T.L., ne peut pas s'appliquer aux décharges mercure-gaz rare basse pression où les écarts à l'équilibre sont considérables.

Dans les décharges qui nous intéressent, existent des particules lourdes (atome et ions) et des électrons, du point de vue des phénomènes de transport ces deux groupes peuvent être caractérisés localement par des températures cinétiques différentes (systèmes hors de l'état d'E.T.L.) où par une température unique (E.T.L.). Dans les paragraphes qui suivent nous allons présenter le calcul des coefficients de transport d'abord pour le nuage électronique et ensuite pour le gaz (vapeurs de mercure ou mélange mercure-argon). Cette séparation est faite uniquement pour des raisons méthodologiques. En réalité le transport d'un type de particules, les électrons par exemple, se fait dans le gaz et il est inévitablement influencé par lui. La diffusion ambipolaire est un exemple où la séparation précédente n'a pas de sens, elle sera donc examinée séparément. On trouvera dans la référence [Dz-1] une discussion détaillée de l'approximation de la diffusion binaire dans les mélanges à pression élevée.

Un autre problème de transport, qui est directement lié avec la présence du champ de gravité, est l'existence de mouvements convectifs dans le plasma de la décharge. L'importance de la convection naturelle dans les arcs de mercure haute pression a été reconnue par Elenbaas [El-1] et Kenty [Ke-2] dans les années 30, mais une étude théorique basée sur les équations de l'hydrodynamique a été établie bien plus tard.

Tableau 2.2

	CONDUCTIVITE ELECTRIQUE	CONDUCTIVITE THERMIQUE	DIFFUSION	VISCOSITE
TRANSPORT	Charge électrique q	Energie cinétique moyenne $1/2 mv_z^2$	Masse m	Quantité de mouvement moyenne mv_y
CAUSE : $\frac{\partial A}{\partial z}$	Gradient de potentiel : $\frac{\partial \phi}{\partial z}$ ou champ : E_z	Gradient de température: $\frac{\partial T}{\partial z}$	Gradient de concentration: $\frac{\partial n}{\partial z}$	Gradient de vitesse: $\frac{\partial v_y}{\partial z}$
EFFET : Ψ_z	Quantité totale d'électricité par unité de surface et du temps = densité du courant j_z	Flux de chaleur q_z	Nombre total de particules traversant l'unité de surface et par unité du temps Φ_z	Quantité de mouvement totale qui traverse l'unité de surface par unité du temps = contrainte de cisaillement P_{zy}
$\Psi_z =$ constante $\times \frac{\partial A}{\partial z}$	$j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} = \sigma E_z \hat{e}_z$	$q_z = -\kappa \frac{\partial T}{\partial z}$	$\Phi_z = D \frac{\partial n}{\partial z}$	$P_{zy} = -\eta \frac{\partial v_y}{\partial z}$

II.2.1 Coefficients de transport du nuage électronique

En première approximation nous pouvons linéariser les équations de transport, ainsi on obtient une proportionnalité entre les flux et les gradients qui leur donnent naissance, le tableau 2.2 schématise ces relations. Les coefficients de transport du nuage électronique sont reliés entre eux par des relations linéaires. Ainsi si l'on connaît la mobilité électronique dans la décharge on peut calculer la conductivité électrique et en déduire la conductivité thermique, le coefficient de diffusion libre ou la viscosité du nuage électronique.

II.2.1.1 Mobilité électronique

La mobilité électronique est définie comme le rapport de la vitesse de dérive des électrons (w_E) au champ électrique appliqué [Bi-1]:

$$\mu_e = \frac{w_E}{E} \quad (2.27)$$

En faisant appel à la définition cinétique de la vitesse de dérive nous obtenons la formule générale suivante:

$$\mu_e = -\frac{1}{3} \sqrt{\frac{Ze}{m_e}} \frac{k_B T_g}{p_g} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{u}}{Q^m(u)} \frac{\partial \phi_0}{\partial u} du \quad (2.28)$$

Plusieurs travaux ont été consacrés au calcul théorique de la mobilité électronique. En 1905 Langevin [Lg-1], en introduisant une fréquence ν_c de collision effective constante pour le transfert de la quantité de mouvement, ne considère que les collisions élastiques entre les électrons et les particules lourdes. Il obtient sous cette approximation la relation

$$\mu_e = \frac{3\sqrt{3}\pi}{8\sqrt{2}} \frac{e\lambda_e^m}{m_e \nu_{rms}} \quad (2.29)$$

ν_{rms} est la racine de la valeur quadratique moyenne de la vitesse des électrons. Langevin a supposé une distribution des vitesses Maxwellienne qui correspond à $\nu_{rms}=1.086\langle v \rangle$ et la formule (2.29) se transforme pour donner:

$$\mu_e = \frac{3}{4} \frac{e\lambda_e^m}{m_e \langle v \rangle} = \frac{3}{4} \frac{e}{m_e \nu_c} \quad (2.30)$$

Shkarofsky [Sk-1], en se basant sur l'équation de Boltzmann et en introduisant des termes du type Fokker-Planck pour les collisions entre des particules chargées, a calculé

la mobilité électronique. Dans le cas spécial d'une FDEE Maxwellienne il propose la relation suivante:

$$\mu_{eo} = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\Gamma}{\pi}} \frac{e^2}{N_0 p_g} \frac{1}{[k_B T_e]^{5/2}} \int_0^{\infty} \frac{u^{3/2}}{Q^m(u)} \exp\left\{-\frac{u}{k_B T_e}\right\} du \quad (2.31)$$

p_g est en Pa, N_0 la densité numérique du gaz par Pa et Q^m la section efficace de transfert de la quantité de mouvement totale. Cette relation est souvent utilisée dans la littérature (Chen [Ch-1], Christophorou [Cr-2], Zollweg [Zo-1]).

Il existe aussi une expression classique qui découle directement de la première approximation du formalisme de Chapman-Enskog :

$$\mu_e = \frac{2.401 \times 10^{12}}{e T_e^{1/2}} \frac{1}{\sum_k n_k \langle Q_k^m \rangle} \quad (2.32)$$

Cette expression est souvent utilisée dans la littérature. Soriano et al. [So-1] ont utilisé cette expression dans le calcul de la conductance de la colonne positive d'une décharge mercure haute pression, ces résultats sont en très bon accord avec la valeur expérimentale de la conductance. Simpson [Si-1] en utilisant la même approximation a proposé des relations simples pour le calcul de la conductivité électrique des mélanges. Kurochukin et al [Ku-1] ont appliqué cette relation dans des plasmas d'azote hors d'E.T.L. et Günther et al [Gu-2] à des plasmas complètement ionisés d'hydrogène.

Si l'on connaît la mobilité électronique, la relation (2.32) donne la possibilité d'en déduire une valeur moyenne pour la section efficace de transfert de la quantité de mouvement. On peut alors comparer la valeur obtenue avec les diverses approximations données dans la littérature afin de choisir celle qui reproduit au mieux les résultats expérimentaux. Les interactions entre les particules chargées peuvent être ajoutées dans cette formule, cependant Mitchner et Kruger [Mi-1] ont montré que si ces interactions sont mal prises en compte les résultats obtenus risquent d'être complètement erronés (jusqu'à un facteur 2). L'erreur risque d'être plus grande si l'on se contente de sommer tout simplement les valeurs moyennes des sections efficaces pour les diverses interactions élastiques [Zo-1].

Waymouth [Wa-2] dans son modèle de décharge mercure-argon basse pression a supposé que la mobilité électronique dans le mélange est uniquement celle dans l'argon et il a donné une courbe que nous avons approximée par la relation analytique suivante:

$$\mu_{eo}^{Ar} = a \left[\frac{T_e}{1000} \right]^b \quad (2.33)$$

En utilisant une procédure de moindres carrées nous avons trouvé $a=1479$ et $b=-0.493$, l'écart relatif entre la courbe originale et la formule (2.33) reste inférieur à 1%.

Chen [Ch-1] a calculé la mobilité électronique dans l'argon et dans des mélanges mercure-argon basse pression. En utilisant la formule de Shkarofsky (2.31) et l'expression analytique de la section efficace de transfert de la quantité de mouvement des collisions e/Ar donné par Phelps (2.4) on aboutit à une relation simple pour la mobilité électronique dans l'argon pur:

$$\mu_{eo}^{Ar} = 1.148 \times 10^9 \frac{1}{T_e^{1.55} \rho_0^{Ar}} \quad (\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (2.34)$$

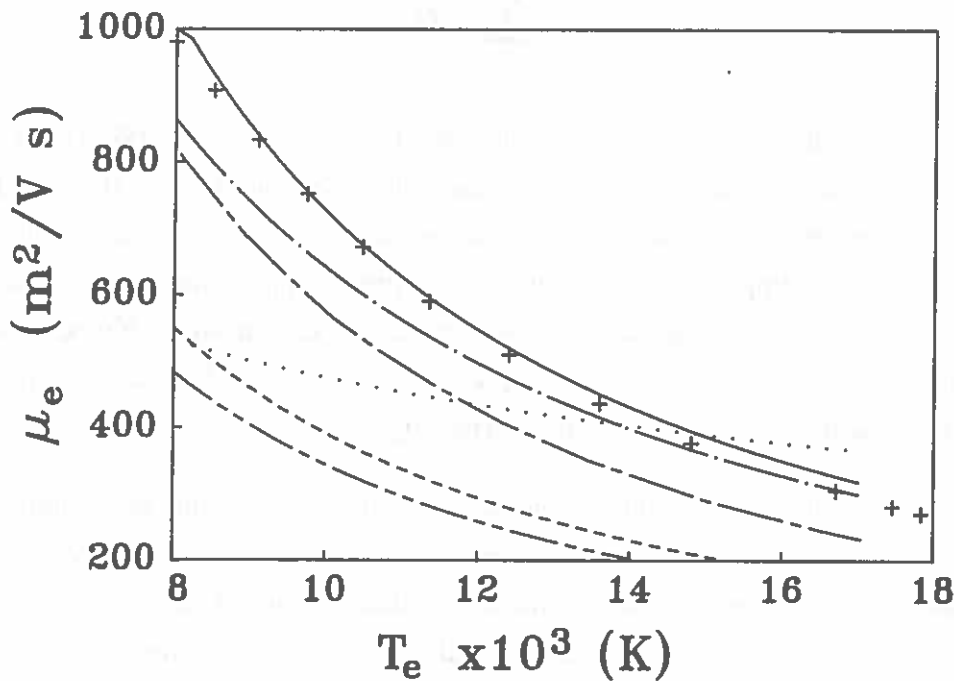


FIG. 2.9 Mobilité électronique dans 133.3 Pa (0°C) d'argon pur. (+) mesures de Verweij, (—) nos calculs, (...) Langevin, (-.-.-) éq.2.32, (---) Chen, (....) Waymouth, (-.-.-) Polman.

Nous avons calculé la mobilité électronique dans l'argon à 133.3 Pa et à 0°C en utilisant la formule de Shkarofsky et la section efficace proposé dans le paragraphe II.1.1.2, en supposant une FDEE Maxwellienne. Nous avons comparé nos résultats avec les mesures expérimentales de Verweij [Ve-1] et les calculs de Langevin (2.30), puis avec les calculs de Waymouth, la formule (2.32) et les résultats de Chen [Ch-1] et de Polman [Po-1]. La figure 2.9 représente ces résultats. Nous constatons que nos résultats sont les plus proches de ceux donnés par Verweij, ceci est dû au choix de la section efficace qui est plus correcte à notre avis que celle utilisée par Chen. Nous constatons aussi que les

valeurs de Waymouth présentent un comportement différent des autres courbes, ceci peut constituer une source d'erreurs systématiques dans les modèles de décharge qui utilisent ces valeurs.

Chen a également calculé la mobilité électronique dans le mercure pur en utilisant la procédure de Verbeek et Drop [Vb-1] qui est basée sur l'utilisation de la section efficace de Mc Cutchen [Mc-1], il a abouti à une formule analytique:

$$\mu_{e0}^{\text{Hg}} = \frac{12.304}{p_0^{\text{Hg}}} \left[\frac{k_B T_e}{e} \right]^2 \quad (\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}) \quad (2.35)$$

La figure 2.10 compare les calculs avec la formule de Shkarofsky avec les résultats expérimentaux de Verweij [Ve-1] et de Aisenberg [Ai-1], avec les calculs de Chen, de Verweij et Dimitriadis [Di-1] et enfin avec les formules (2.30) et (2.32).

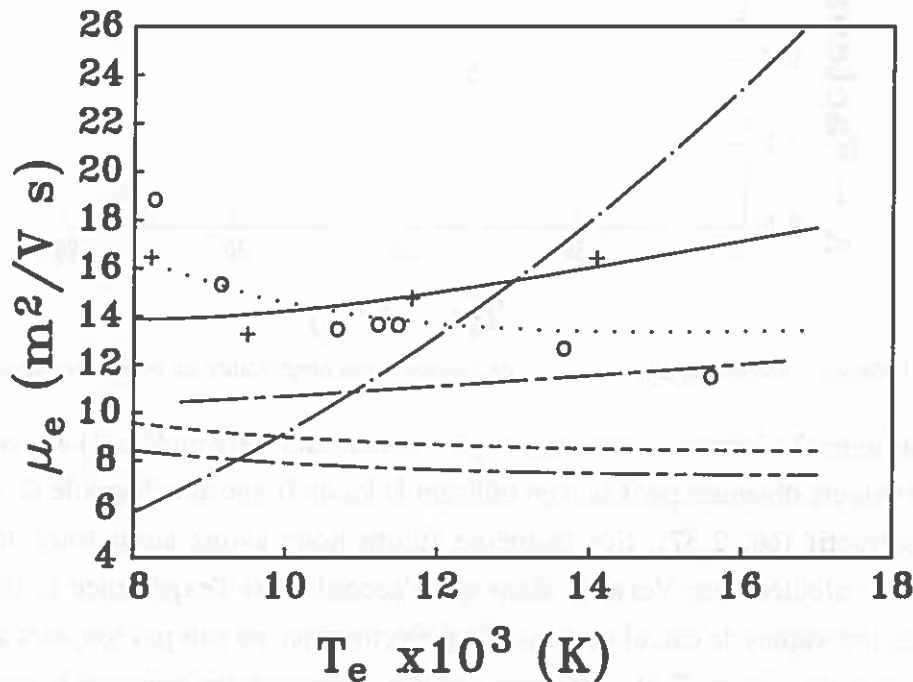


FIG. 2.10 Mobilité électronique dans 133.3 Pa (0°C) de mercure pur. (+) mesures de Verweij, (o) mesures de Aisenberg, (—) Shkarofsky, (---) Langevin, (- - -) éq.2.32, (- · - ·) Chen, (- · - · -) calculs de Verweij, (....) Dimitriadis.

La mobilité électronique dans des mélanges mercure-argon basse pression où le mercure est l'espèce minoritaire, peut donc être calculée en utilisant les mobilités dans l'argon et dans le mercure et en appliquant la loi de Blanc. Cependant Chen a remarqué que cette méthode surestime la mobilité électronique d'un facteur qui atteint 1.5, ainsi il a développé une méthode qui donne comme résultat final l'expression:

$$\mu_{e0} = \mu_{e0}^{\text{Ar}}(T_e) [1-A] \quad (2.36)$$

où A est un terme correctif qui a la forme suivante:

$$A = 1.7612 \times 10^9 \frac{p_o^{\text{Hg}}}{p_o^{\text{Ar}}} \int_0^{\infty} \frac{x^{0.9} \exp\{-x^2\}}{x^{3.5} T_e^{1.75} + 90828 \times 10^8 [p_o^{\text{Hg}}/p_o^{\text{Ar}}]} dx \quad (2.37)$$

où $x = \sqrt{E_e^2 / 2k_B T_e}$. La figure 2.11 donne le terme A en fonction de la température du point froid pour une décharge qui contient 400 Pa d'argon (0°C).

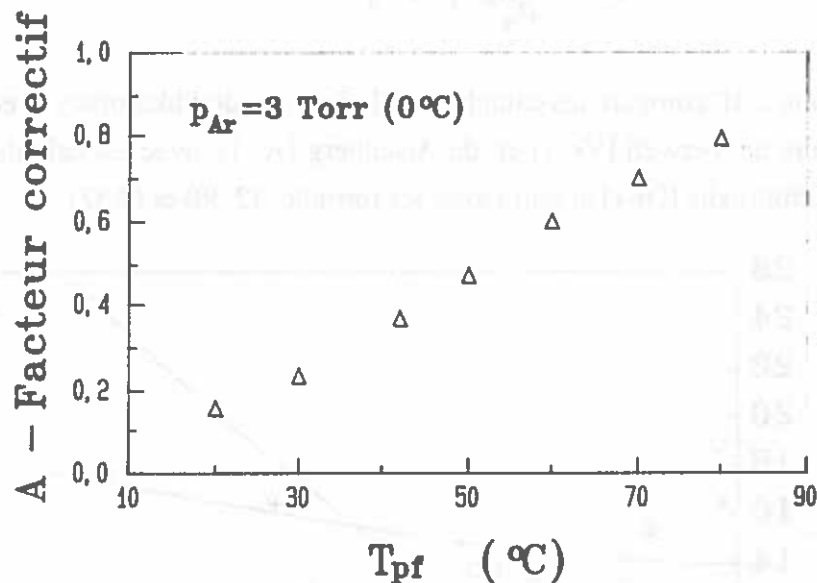


FIG. 2.11 Facteur correctif de Chen (éq.2.37) en fonction de la température du point froid de la décharge.

La figure 2.12 donne les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1] en comparaison avec les valeurs obtenues par Chen en utilisant la loi de Blanc et la formule (2.36) avec le terme correctif (éq. 2.37). Sur la même figure nous avons aussi tracé les valeurs théoriques calculées par Verweij. Bien que l'accord entre l'expérience et les diverses méthodes théoriques de calcul de la mobilité électronique ne soit pas toujours satisfaisant les valeurs de l'équation (2.36) ont permis à Chen de reproduire avec une bonne précision (2%) les valeurs expérimentales de Verweij pour la densité électronique dans la décharge. Nous pouvons constater sur les graphiques de la figure 2.12 que pour les fortes températures du point froid, la mobilité est dominée par la vapeur de mercure du fait de la valeur importante de la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions e^-/Hg . Ceci limite la validité du modèle classique de Waymouth qui ne tient pas compte de l'influence du mercure.

Dans les modèles théoriques existant dans la littérature, les calculs sont conduits à partir d'une distribution Maxwellienne alors que, dans les décharges mercure-argon basse pression, les écarts à l'E.T.L. sont très importants. L'utilisation d'une FDEE

Maxwellienne n'est pas justifiée dans ces conditions et ceci explique en partie les déviations entre ces modèles et l'expérience. D'ailleurs Dimitriadis et Damelincourt [Di-2] ont aussi montré l'influence de la FDEE sur la mobilité électronique. Nous avons donc décidé d'utiliser dans nos calculs ultérieurs la définition cinétique de la mobilité (éq.2.28).

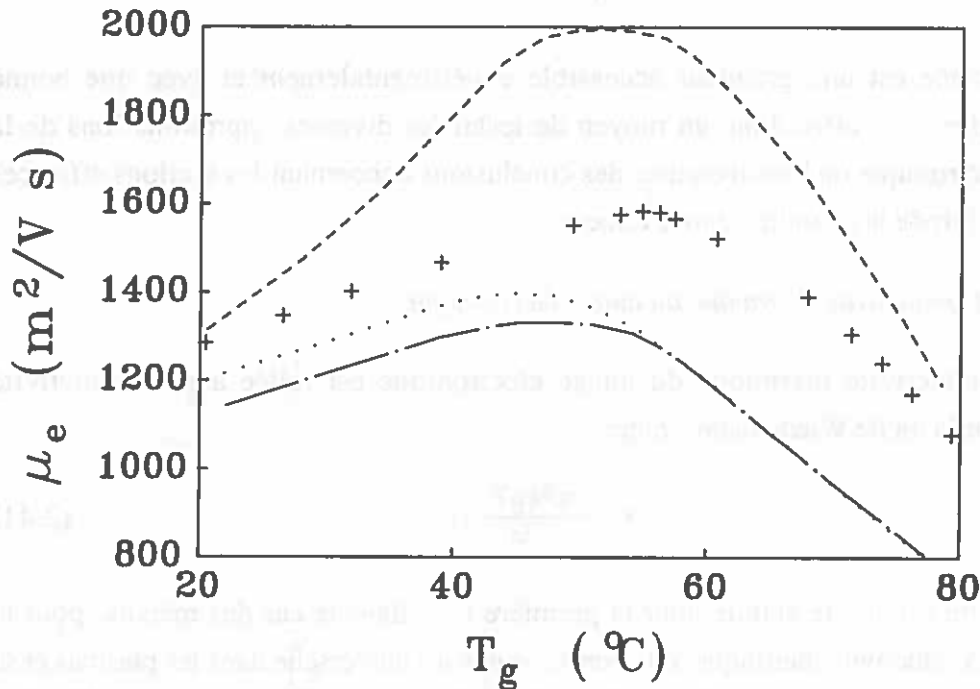


FIG. 2.12 Mobilité électronique dans une décharge Hg-Ar (400 Pa d'argon à 0 °C). (+) mesures de Verweij, (...) Chen, (...) Loi de Blanc, (.....) calculs de Verweij.

II.2.1.2 Coefficient de diffusion libre des électrons

Le coefficient de diffusion libre des électrons dans le gaz tampon peut être déterminé à partir de la valeur de la mobilité électronique en appliquant la relation d'Einstein:

$$D_e = \mu_e \frac{k_B T_e}{e} \quad (2.38)$$

II.2.1.3 Conductivité électrique du nuage électronique

La conductivité électrique du nuage électronique est directement proportionnelle à la mobilité électronique:

$$\sigma_e = en_e \mu_e \quad (2.39)$$

Les électrons assurent à la fois, du fait de leur plus faible inertie, l'essentiel de la conductivité électrique de la décharge (elle est pratiquement déterminée par le courant électronique) et la plus grande part du transfert de l'énergie apportée à la décharge par le champ électrique. Nous pouvons calculer facilement la conductance de la colonne positive

à partir de sa conductivité électrique. Ainsi pour le cas d'une décharge cylindrique de rayon R , nous obtenons:

$$G = 2\pi \int_0^R \sigma_e(r) r dr \quad (2.40)$$

La conductance est une grandeur accessible expérimentalement et avec une bonne précision, elle nous offre donc un moyen de tester les diverses approximations de la mobilité électronique ou bien d'en tirer des conclusions concernant les sections efficaces pour le transfert de la quantité de mouvement.

II.2.1.4 Conductivité thermique du nuage électronique

La conductivité thermique du nuage électronique est reliée à sa conductivité électrique par la loi de Wiedemann-Franz:

$$\kappa_e = \frac{\pi^2 k_B T_e}{3e} \sigma_e \quad (2.41)$$

Bien que cette loi ait été établie pour la première fois, dans le cas des métaux, pour le calcul de la conductivité thermique, elle constitue une loi universelle dans les plasmas et sa validité est facilement démontrable en utilisant les définitions cinétiques de σ et κ [De-1].

Dans le cas de la basse pression, la connaissance de la conductivité thermique du nuage électronique est nécessaire si l'on veut évaluer la variation radiale de la température électronique, au moins si l'on admet que cette variation est due uniquement au transfert de chaleur par le nuage électronique.

II.2.1.5 Viscosité du nuage électronique

La viscosité du nuage électronique est inversement proportionnelle à la conductivité électrique [Ld-1]

$$\eta_e = \sqrt{\frac{m_e k_B T_e}{e}} \frac{1}{\sigma_e} \quad (2.42)$$

II.2.2 Coefficients de transport des particules lourdes

Pour le calcul des coefficients de transport du gaz atomique nous devons connaître la fonction de distribution des vitesses des particules lourdes. Nous considérerons que c'est une distribution Maxwellienne à la température du gaz (T_g), car d'une part les collisions inélastiques entre les particules lourdes (qui appauvrissent la partie haute énergie de la FDEE) sont peu probables et, d'autre part, le champ électrique n'a aucune action sur les particules neutres. Par ailleurs les ions, qui sont soumis à l'action du champ

électrique, ont trop d'inertie pour que le champ puisse les accélérer beaucoup. Nous considérons donc, pour nos conditions, que la température des ions est sensiblement égale à celle du gaz neutre. La température des particules lourdes peut être très différente de la température électronique si le système est loin de l'E.T.L. Ainsi pour les décharges mercure-argon basse pression $T_e \gg T_g$ alors que pour les décharges mercure haute pression $T_e \approx T_g$. Le passage entre la basse pression et la haute pression est donc accompagné par un phénomène de thermalisation progressive où le rôle des particules neutres est très important.

Pour le calcul des coefficients de transport relatifs au gaz et sous la condition d'une fonction de distribution Maxwellienne, nous devons connaître les potentiels d'interaction entre les particules lourdes. En négligeant dans un premier temps l'influence des interactions chargée-chargée, qui sont d'ailleurs moins probables du fait de la faible fractions de particules chargées dans la décharge, nous pouvons considérer comme potentiel interatomique le potentiel de Lennard-Jones:

$$\varphi(\rho) = 4\varepsilon \left\{ \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]^{12} - \left[\frac{\sigma}{\rho} \right]^6 \right\} \quad (2.43)$$

ρ est la distance interatomique, ε et σ sont des constantes qui dépendent du type d'atomes qui interagissent. Le tableau 2.3 donne les valeurs de ces constantes pour le cas du mercure pur et de l'argon pur.

Tableau 2.3

	Ar	Hg
ε/k_B (K)	119.8	851.0
σ (Å)	3.405	2.898

Les constantes ε_{12} et σ_{12} pour des mélanges binaires peuvent être calculées en utilisant les relations:

$$\varepsilon_{12} = \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad \text{et} \quad \sigma_{12} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) \quad (2.44)$$

Dans nos calculs apparaît la température réduite T^* qui est définie comme:

$$T^* = \frac{T_g}{\varepsilon/k_B} \quad (2.45)$$

Les valeurs des intégrales de collision $\Omega^{*(i,j)}$ qui interviennent dans les calculs sont données par Hirschfelder [Hi-1] et la figure 2.13 indique les valeurs correspondantes pour quelques couples (i,j).

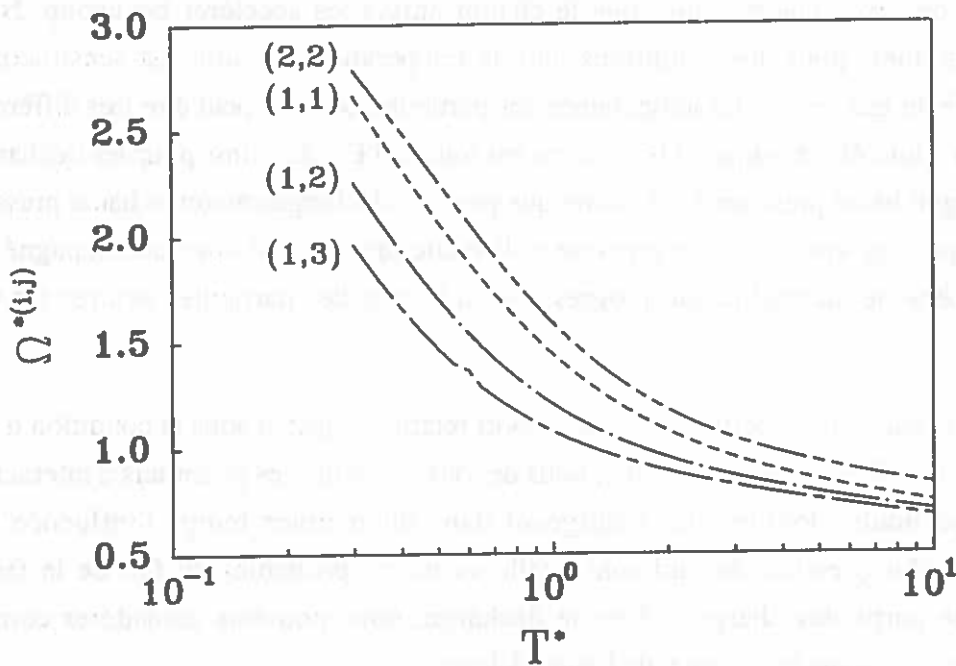


FIG. 2.13 Intégrales de collision pour quatre valeurs (i,j) .

II.2.2.1 Mobilité ionique

Dans les décharges qui nous intéressent (haute ou basse pression) il n'existe pratiquement que des ions de mercure. La fraction d'argon ionisé est le plus souvent faible du fait de son fort potentiel d'ionisation (15.76 eV). L'ion moléculaire du mercure qui existe, dans certains cas aux basses pressions, se dissocie ou se recombine rapidement. Sa présence ne perturbe donc pas beaucoup le milieu du moins pour ce qui concerne le transport.

Les valeurs de la mobilité de l'ion Hg^+ dans la vapeur de mercure et dans l'argon sont trouvées dans la littérature, le tableau 2.4 regroupe les valeurs obtenues pour 1 Torr et 0°C .

Tableau 2.4

gaz	μ_{io} (Torr $\text{m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$)	référence
Hg	2.19×10^{-2}	[He-1]
Ar	3.14×10^{-1}	[Wa-3]

Dans les mélanges mercure-argon utilisés pour les décharges basse pression, les ions du mercure diffusent essentiellement dans l'argon. Cependant un transfert d'ionisation est possible selon la réaction $\text{Hg}^+ + \text{Hg} \rightarrow \text{Hg} + \text{Hg}^+$, la mobilité ionique peut alors être calculée, compte tenu de cette correction, en appliquant la loi de Blanc:

$$\frac{1}{\mu_{12}} = \frac{p_{\text{Ar}}}{\mu_{\text{Ar}}} + \frac{p_{\text{Hg}}}{\mu_{\text{Hg}}} \quad (2.46)$$

Dans cette formule les pressions sont exprimées en Torr étant donné que le tableau 2.4 donne les valeurs réduites à 1 Torr.

II.2.2.2 Coefficient de diffusion de l'état fondamental du mercure

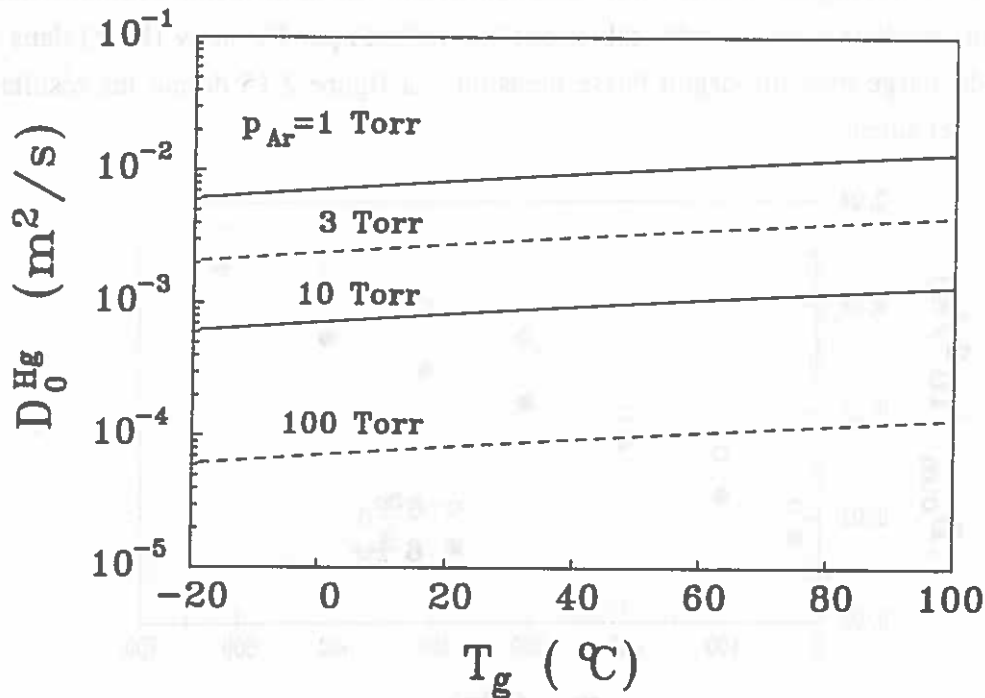


FIG. 2.14 Coefficient de diffusion ordinaire du $\text{Hg}(6^1S_0)$ en fonction de la température et de la pression d'argon.

Dans l'approximation binaire, ce coefficient a un sens uniquement dans le cas de la décharge mercure-argon où le mercure est l'espèce minoritaire et par conséquent est susceptible de diffuser dans le gaz tampon. Ce coefficient peut être calculé en utilisant la formule suivante due à Hirschfelder [Hi-1]:

$$D_0 = 1.499 \times 10^{-16} \sqrt{\frac{T_g^3}{2m_{12} p_g \sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{*(2,2)}(T_{12}^*)}} \quad (\text{m}^2\text{s}^{-1}) \quad (2.47)$$

où p_g est en Pa. La figure 2.14 donne le coefficient D_0 en fonction de la température du gaz pour plusieurs pressions du gaz tampon.

II.2.2.3 Coefficients de diffusion des états excités 6^3P_0 et 6^3P_2 du mercure

Etant donnée que les niveaux 6^3P_0 et 6^3P_2 du mercure ne peuvent pas se désexciter radiativement ils ont la possibilité de diffuser vers les parois de la décharge (où ils se désexcitent). Les temps caractéristiques de désexcitation radiative est 1.45 s pour le niveau 6^3P_0 et 6.5 s pour le niveau 6^3P_2 [Rd-1], ces valeurs sont nettement supérieures aux temps caractéristiques de diffusion. Les coefficients de la diffusion ordinaire dans l'argon pour ces deux niveaux métastables ont été mesurés par Kryukov [Kr-1] dans le cas d'une décharge mercure-argon basse pression. La figure 2.15 donne les résultats obtenus par cet auteur.

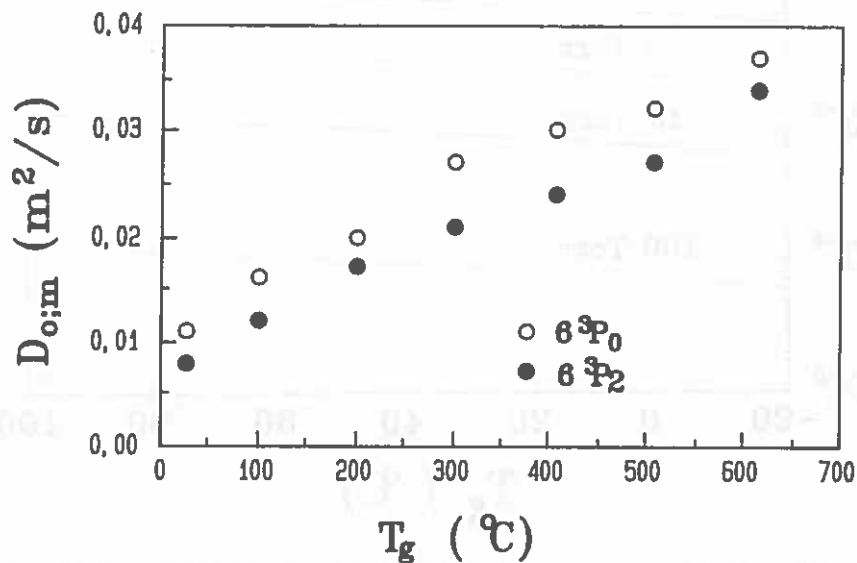


FIG. 2.15 Coefficient de diffusion ordinaire des niveaux métastables du mercure dans l'argon à 133.3 Pa (à 0°C).

Nous avons approximé ces valeurs par des polynômes du 3^{ème} degré:

$$D_{om}(T_g) = \sum_{i=0}^3 a_i T_g^i \quad (2.48)$$

Les valeurs des coefficients a_i sont regroupées dans le tableau 2.5 (à une pression de 0.1MPa).

Tableau 2.5

niveau	a_0	a_1	a_2	a_3
6^3P_0	-2.44×10^{-5}	1.75×10^{-7}	-1.74×10^{-10}	7.72×10^{-12}
6^3P_2	-4.14×10^{-5}	2.66×10^{-7}	-3.76×10^{-10}	2.10×10^{-13}

La différence relative entre les valeurs expérimentales et l'approximation polynomiale est maintenue inférieure à $\pm 1\%$ dans toute la gamme de température étudiée.

II.2.2.4 Coefficient de diffusion libre des ions

Le coefficient de diffusion libre des ions du mercure dans la décharge peut être calculé à partir de la mobilité ionique dans la décharge en appliquant la relation d'Einstein:

$$D_i = \mu_i \frac{k_B T_g}{e} \quad (2.49)$$

II.2.2.5 Conductivité électrique due aux ions

Etant donné que les ions sont des particules chargées positivement, ils seront accélérés par le champ électrique en sens inverse des électrons, ainsi dans la décharge apparaît aussi un courant ionique qui s'ajoute au courant électronique. La conductivité électrique due aux ions se calcule sous la forme:

$$\sigma_i = en_i \mu_i \quad (2.50)$$

Bien sûr la conductivité ionique ne constitue dans la plupart des cas (exception faite pour la zone cathodique) qu'une très faible correction sur la conductivité électrique de la décharge car $\mu_i \ll \mu_e$.

II.2.2.6 Conductivité thermique du gaz

Le calcul de la conductivité thermique du gaz nécessite le calcul séparé de trois composantes différentes:

- La conductivité thermique de translation: Elle correspond au flux de chaleur associé à un gradient de température, les vitesses de diffusion étant nulles. Dans un gaz pur les collisions élastiques assurent le transfert de l'énergie cinétique. Dans un mélange non réactif la chaleur est aussi transportée par la diffusion thermique, mais ce mode de transport ne représente en général qu'un faible pourcentage de celui assuré par les collisions [Dz-1].
- La conductivité thermique de réaction: Elle joue un très grand rôle dans le transfert d'énergie pour les décharges amorcées dans des gaz qui réagissent les uns avec les autres. Cette réaction peut être par exemple, la dissociation d'une molécule. Pour briser une molécule en deux constituants, il faut de l'énergie. Ces deux éléments de la réaction diffusent et peuvent se recombiner dans une autre région dans la décharge. La dissociation est une réaction endothermique alors que la recombinaison est exothermique. Il y a bien eu transfert d'énergie.

- La conductivité thermique interne: Elle comptabilise les divers degrés internes de liberté des particules (rotation, vibration des molécules) et traduit les échanges d'énergie entre ces degrés de liberté.

Dans les décharges qui nous intéressent les mélanges sont chimiquement non réactifs et la fraction des espèces moléculaires est négligeable et donc la composante interne est négligeable, la conductivité thermique du mélange se réduit à sa conductivité thermique de translation et la conductivité thermique de réaction pour l'ionisation du mercure $\text{Hg} + e^- \rightarrow \text{Hg}^+ + 2e^-$.

Pour un gaz pur la valeur du coefficient de la diffusion thermique peut être calculée en utilisant la formule [Hi-1]:

$$\kappa_g = 8.328 \times 10^{-2} \sqrt{\frac{T_g}{m_g}} \frac{1}{\sigma_g^2 \Omega^{*(2,2)}(T^*)} \quad (\text{Jm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}) \quad (2.51)$$

Pour le cas d'un mélange binaire comme le mélange mercure-argon, le calcul est un peu plus complexe. Nous avons besoin de connaître les coefficients de conductivité thermique de chaque gaz κ_{Ar} et κ_{Hg} pour ensuite, calculer le coefficient de conductivité thermique "binaire":

$$\kappa_{12} = 8.328 \times 10^{-2} \sqrt{\frac{T_g}{m_{12}}} \frac{1}{\sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{*(2,2)}(T_{12}^*)} \quad (\text{Jm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{K}^{-1}) \quad (2.52)$$

La conductivité thermique du mélange est alors calculée en fonction de κ_{Ar} , κ_{Hg} et κ_{12} en passant par les étapes intermédiaires indiquées par Hirschfelder [Hi-1], étapes qu'il est inutile de rappeler ici.

La conductivité thermique du nuage électronique constitue une faible correction pour la conductivité thermique globale des décharges basse pression, en effet cette conductivité thermique globale est due principalement à la conductivité thermique du gaz neutre.

Dans le cas des décharges mercure haute pression où la densité électronique est forte et où la température électronique est à peu près égale à celle du gaz atomique, la correction apportée par la conductivité thermique des électrons, pour des températures supérieures à 4000 K devient non-négligeable. Debbagh-Zriouil [Dz-1] l'a montré en décomposant le coefficient de la conductivité thermique en deux parties selon la proposition de Devoto [Dv-1].

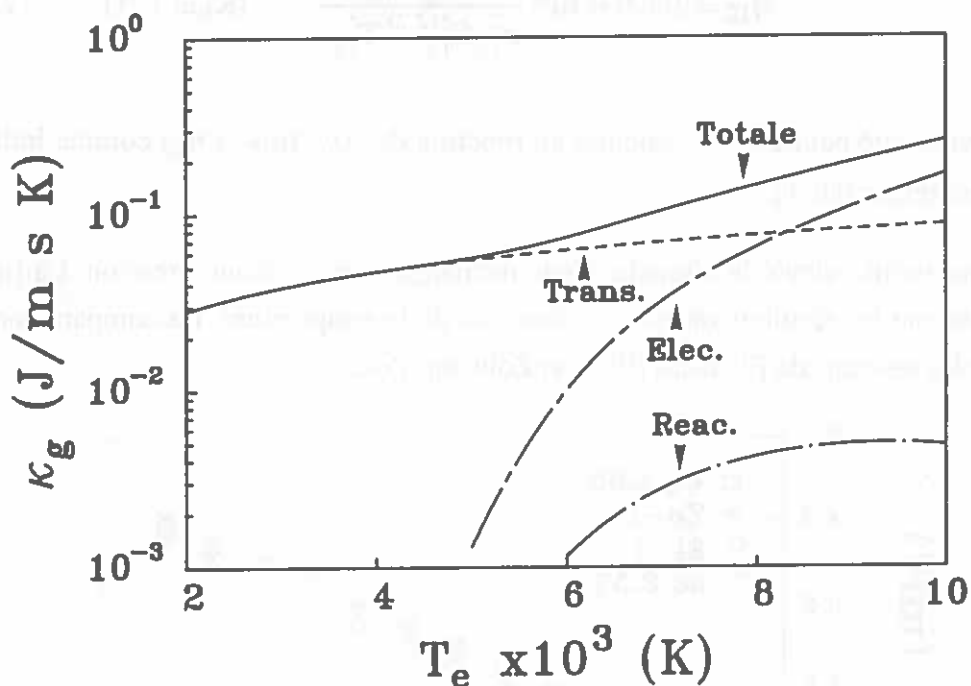


FIG. 2.16 Composantes de la conductivité thermique dans une décharge Hg à 0.1 MPa.

La contribution due aux électrons à été calculée par Vukanovic [Vu-1]:

$$\kappa_e \approx \frac{1}{3} n_e \lambda_e^m \langle v_e \rangle k_B 2 (1+x) \quad (2.53)$$

où λ_e^m est le parcours moyen des électrons dans le plasma et x son degré d'ionisation.

Nos résultats pour la haute pression sont inclus dans la figure 2.16. L'influence du terme de conductivité thermique de réaction pour l'ionisation, $\text{Hg} + e^- \rightarrow \text{Hg}^+ + 2e^-$, est négligeable dans le domaine de températures qui nous intéressent. Dans le cas de la basse pression, le terme de conductivité thermique de réaction est de 2 à 3 ordres de grandeur inférieur à la conductivité thermique de translation et par conséquent négligeable.

II.2.2.7 Viscosité du gaz

Le coefficient de viscosité du gaz peut être calculé de façon similaire au coefficient de conductivité thermique. Ainsi, pour un gaz pur on peut écrire [Hi-1]:

$$\eta_g = 266.93 \times 10^{-8} \frac{\sqrt{T_g m_g}}{\sigma_g^2 \Omega^{*(2.2)}(T^*)} \quad (\text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (2.55)$$

et pour la viscosité binaire dans le cas des mélanges mercure-argon

$$\eta_{12} = 266.93 \times 10^{-8} \frac{\sqrt{T_g m_{12}}}{\sigma_{12}^2 \Omega_{12}^{*(2,2)}(T_{12}^*)} \quad (\text{Kgm}^{-1}\text{s}^{-1}) \quad (2.56)$$

La viscosité peut donc se calculer en fonction de η_{Ar} , η_{Hg} et η_{12} comme indiqué dans Hirschfelder [Hi-1].

Nous avons calculé la viscosité d'une décharge mercure haute pression. La figure 2.17 représente les résultats obtenus en fonction de la température. La comparaison est faite avec les résultats de Elenbaas [El-1] et Zollweg [Zo-2].

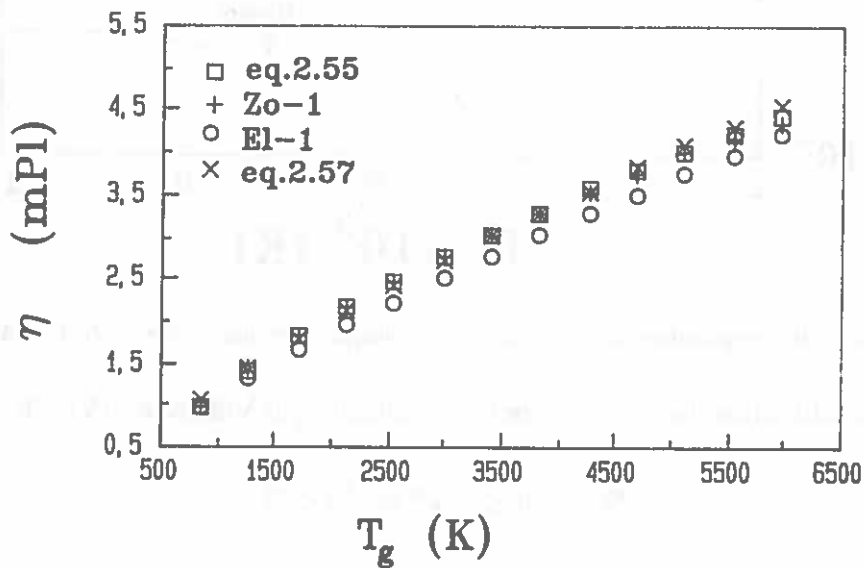


FIG. 2.17 Coefficient de viscosité d'une décharge mercure haute pression (0.1 MPa).

Nos résultats et les valeurs de Zollweg sont en très bon accord. Nous constatons que les résultats calculés par la formule de Hirschfelder peuvent être approximés par une fonction analytique simple:

$$\eta_g = \eta_0 T_g^b \quad (2.57)$$

η_0 et b sont des constantes que nous avons calculées par une méthode de moindres carrés. Nous avons obtenu $\eta_0 = 5.87 \times 10^{-6}$ Pl et $b = 0.75$. Elenbaas qui a proposé une relation du même type avait obtenu $\eta_0 = 5.5 \times 10^{-6}$ Pl et $b = 0.75$, ceci explique la légère déviation entre nos valeurs et les siennes.

II.3 TRANSFERT DU RAYONNEMENT ET EMPRISONNEMENT

Lorsque des photons sont générés en un point de la décharge ils doivent, avant de sortir de la décharge, traverser le plasma et atteindre les parois. Pendant ce parcours, plusieurs atomes (ou molécules) peuvent successivement absorber ces photons puis les réémettent. C'est le phénomène d'emprisonnement. Cependant, si une de ces particules se désexcite par l'intermédiaire d'une collision superélastique le photon est "perdu" et son énergie est emporté par la particule qui a causé la collision. Le phénomène d'emprisonnement joue un rôle important sur le rayonnement émis. Dans la modélisation de l'émission du rayonnement on le traite parfois en introduisant un facteur qui réduit l'émission spontanée, caractérisée par la durée de vie naturelle du niveau excité τ , à la valeur $\tau\Theta$. On définit la durée de vie effective τ^* du niveau radiatif par:

$$\frac{1}{\tau^*} = \frac{\Theta}{\tau} \quad (2.58)$$

Holstein [Ho-1] a dénommé le facteur Θ "facteur de fuite" ("escape factor"). Différents auteurs ont traité le problème du transfert du rayonnement en terme de facteur de fuite et ont essayé de donner une signification à ce facteur.

Soit n le nombre d'atomes émetteurs ayant une probabilité d'émission spontanée A . Le produit nA est le nombre de photons générés qui peuvent, en l'absence d'absorption, traverser la surface de la source par unité de temps. Si un nombre F de ces photons est seul capable d'échapper au milieu excité, le rapport F/nA est le pourcentage des photons qui vont s'échapper de la source.

Ce rapport, désigné par Θ , est le facteur de fuite. Il représente la probabilité moyenne pour un photon parmi un nombre fini d'autres photons émis n'importe où dans la source, de traverser directement la surface et d'échapper. Le facteur de fuite ainsi défini ne dépend pas de l'état de la source (ionisation, recombinaison ou état stationnaire). Cependant, il importe que le temps mis par un photon pour sortir de la source soit inférieur au temps caractéristique de la modification qui en résulte.

En utilisant la définition (2.58), le nombre de désexcitations apparentes du niveau excité k vers un niveau inférieur j , par unité de temps et de volume, autour du point r , est donné par la relation:

$$N_{kj}(r) = \frac{\Theta_{kj}}{\tau_k} n_k(r) \quad (2.59)$$

$n_k(r)$ est la densité numérique du niveau émetteur au point r .

II.3.1 Traitement complet

L'emprisonnement du rayonnement, et plus spécialement du rayonnement de résonance, a été traité par plusieurs auteurs. Au début, il était considéré comme un problème de diffusion ([Cm-1], [Mn-1]). Plus tard, Holstein [Ho-1] et Biberman [Br-1] ont démontré que cette approche n'était pas correcte. Le problème du calcul de l'emprisonnement du rayonnement passe alors par celui de la densité des atomes excités sur le niveau de résonance $n_r(r,t)$ et donc par la résolution de l'équation intégral-différentielle suivante:

$$\frac{\partial}{\partial t}\{n_r(r,t)\} = S(r,t) - D(r,t)n_r(r,t) - \frac{1}{\tau_r} n_r(r,t) + \frac{1}{\tau_r} \int G(|r-r'|)n_r(r',t)dr' \quad (2.60)$$

$S(r,t)$ et $D(r,t)$ sont les taux de production et destruction des atomes excités par unité de volume autour du point r , par tout processus volumique qui ne fait pas intervenir les photons de résonance. Les deux derniers termes de la relation (2.60) rendent compte des processus qui impliquent des photons résonants. Ainsi, le terme $n_r(r)/\tau_r$ correspond à la destruction des atomes excités, dans l'élément de volume autour du point r , par émission spontanée; $G(|r-r'|)$ est la probabilité d'absorption dans le volume élémentaire autour de r , d'un photon émis en un point r' .

La probabilité moyenne "apparente" $\Lambda(r)$ de disparition des état excités est définie par :

$$\Lambda(r) = \frac{\text{Destruction des niveaux excités par émission} - \text{Création des niveaux excités par absorption}}{\text{Destruction des niveaux excités par émission}}$$

ou, plus rigoureusement:

$$\Lambda(r) = 1 - \frac{1}{n_r(r)} \int n_r(r')G(|r-r'|) dr' \quad (2.61)$$

Dans le cas où l'influence des créations et destructions de niveaux de résonance par collisions (inélastiques ou super-élastiques) est négligeable (nulle dans le cas traité par Holstein), la probabilité moyenne "apparente" $\Lambda(r)$ de disparition des état excités se confond avec la probabilité moyenne, pour un photon émis en un point r de la source, de sortir de la source en traversant la surface S qui la limite.

Une quantité importante à prendre en compte est la probabilité, $T(\rho)$, qu'un photon traverse la distance $\rho=|r-r'|$ dans la source sans être absorbé. La probabilité, moyennée sur tout le domaine des longueurs d'ondes, qu'un photon traverse l'épaisseur optique $\tau_0(V)$ sans être absorbé, est le facteur de transmission défini par:

$$T(\rho) = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\nu) \exp\{-\tau_0(\nu)\} d\nu \quad (2.62)$$

Dans cette relation nous supposons que $P(\nu) \propto k(\nu)$, où $k(\nu)$ est le coefficient d'absorption et $P(\nu)$ la probabilité d'émission d'un photon avec une fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$. Notons que ce formalisme néglige toute corrélation entre la fréquence du photons absorbé et celle du photon émis, il s'agit de l'hypothèse de la redistribution totale. La probabilité $G(\rho)$ peut alors s'exprimer en fonction du facteur de transmission:

$$G(\rho) = -\frac{1}{4\pi\rho} \frac{\partial T(\rho)}{\partial \rho} \quad (2.63)$$

La résolution de l'équation (2.60) et la détermination du facteur de fuite dépendent fortement de la géométrie de la décharge et du profil de la raie considérée. Des solutions analytiques peuvent être obtenues dans les cas simples (géométrie plans parallèles et cylindre infini) [Ir-1].

II.3.1.1 Cas de la géométrie cylindrique

Un photon qui est émis au point r de la décharge le long d'une direction qui croise une surface au point s a une probabilité $T(k_0|r-s|)$ de la traverser ($\tau_0(|r-s|)=k_0|r-s|$, au centre de la raie), sous cette condition $\Lambda(r)$ s'exprime par:

$$\Lambda(r) = \frac{1}{4\pi} \int_S T(k_0|r-s|) \frac{r-s}{|r-s|^3} dS \quad (2.64)$$

L'expression de $\Lambda(r)$ en un point arbitraire dans un cylindre infini peut être déduite en utilisant la géométrie indiquée dans la figure 2.18.

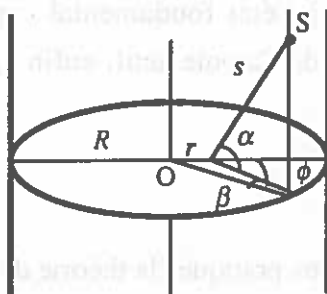


FIG. 2.18 Géométrie cylindre infini pour le calcul du facteur de fuite.

Ainsi, $dS = \rho \zeta \sec \alpha d\phi / \cos \beta$ et $(r-s)/|r-s|^3 = \cos \alpha \cos \beta dS / \rho^2$; l'équation (2.64) se réduit alors à:

$$A(r) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi/2} \{ T(k_0 \zeta \sec \alpha) \cos \alpha d\alpha \} d\phi \quad (2.65)$$

et ζ est lié au ϕ par la relation $\zeta^2 + 2r\zeta \cos \phi - (R^2 - r^2) = 0$.

II.3.2 Traitement asymptotique de Holstein

Même dans le cas d'une géométrie simple, le traitement complet de l'emprisonnement du rayonnement est très compliqué. Notons aussi que le traitement présenté considère que la longueur de la décharge est infinie et ceci peut être une source d'erreurs systématiques dans le cas des décharges de faible longueur.

Holstein [Ho-1] en faisant un certain nombre d'hypothèses, présentées plus loin, a proposé, dans le cas d'un profil de Doppler, une formule asymptotique pour le facteur de transmission :

$$T^{as}(\tau_0) = \frac{1}{\tau_0 \sqrt{\pi \ln \tau_0}} \quad (2.66)$$

Dans le cas d'une géométrie cylindrique (rayon de la décharge R) le facteur de fuite est donné par la relation:

$$\Theta = \frac{1.6}{k_0 R \sqrt{\pi \ln k_0 R}} \quad (2.67)$$

Le facteur 1.6 dû à la géométrie a été calculé à plusieurs reprises, ainsi Payne et Cook [Py-1] trouvent 1.575 et van Trigt [Tr-1] 1.57560. Le coefficient d'absorption k_0 au centre du profil Doppler (λ_0) est donné par la formule:

$$k_0 = \frac{\lambda_0^3}{8\pi^{3/2}} n_a \frac{g_r}{g_a} \frac{1/\tau_r}{\sqrt{2k_B T_g/m_g}} \quad (2.68)$$

n_a est la densité des atomes à l'état fondamental capables d'absorber un photon de résonance et m_g est la masse de l'atome actif, enfin g_r et g_a sont les multiplicités des niveaux émetteur et absorbant.

II.3.2.1 Remarques

Dans plusieurs applications pratiques la théorie de Holstein est utilisée même si ces situations ne correspondent pas strictement aux hypothèses pour lesquelles elle a été établie. Ceci peut s'expliquer par la grande difficulté que présente le traitement complet. Nous allons rappeler dans ce paragraphe les hypothèses fondamentales faites par Holstein afin d'indiquer les restrictions de son modèle.

La première hypothèse consiste à supposer que le temps de vol du photon (entre une émission et une absorption successives) est infiniment court devant le temps de vie radiative du niveau excité. Cette hypothèse est à priori vérifiée à condition que la densité des atomes sur le niveau fondamental soit suffisamment élevée.

Puisque "le temps de vol du photon (entre une émission et une absorption successives) est infiniment court devant le temps de vie radiative du niveau excité", Θ "peut être considéré comme l'inverse du nombre d'émissions et d'absorptions d'un volume unitaire individuel d'excitation atomique avant sa sortie de l'enceinte". Autrement dit Holstein considère que le temps effectif de vie du niveau excité est le même dans tous les éléments de volume du plasma. Cette hypothèse risque de ne pas être valable dans les cas où le rayon est très faible et où, par conséquent, la symétrie des effets quasi instantanés de redistribution des émissions et des absorptions ne sera pas réalisée pour un volume relatif plus important que dans le cas d'une décharge de section importante.

Holstein a effectué ses calculs dans un gaz idéal où le rapport n_r/n_g est fixé uniquement par les processus radiatifs, c'est à dire que les processus collisionnels (excitation et désexcitation) sont absents. Cette hypothèse est contestable dans le cas des décharges où les processus collisionnels ne sont pas négligeables.

Drawin et Eymard [Dw-4] ont montré que malgré ces hypothèses la théorie de Holstein peut être utilisée uniquement pour estimer l'ordre de grandeur du facteur de fuite, dans les cas (loin de l'E.T.L) où le plasma est dominé par les processus inélastiques et superélastiques, à condition que la fonction source soit indépendante de la position spatiale dans la décharge. Cette condition risque également de ne plus être réalisée dans des conditions où les variations spatiales des densités et des températures deviennent importantes.

Notons également que la formule (2.67) n'est valable que pour des valeurs de k_0R supérieures à 6. Ceci risque de ne pas être vérifié dans le cas de décharges établies dans des tubes à très faible diamètre (de l'ordre du mm). En tout cas la formule de Holstein, du fait de sa forme mathématique, n'est plus applicable si $k_0R \leq 1$. Drawin et Eymard [Dw-4] ont proposé une formule similaire mais capable de prévoir les valeurs de Θ si $k_0R \leq 1$:

$$\Theta = \frac{1 + \frac{\tau_0}{2 + \tau_0^2}}{1 + \tau_0 \sqrt{\pi \ln\{1 + \tau_0\}}} \quad (2.69)$$

En utilisant cette formule les différences relatives entre le calcul approximatif et les valeurs exactes restent toujours inférieure à 5% [Dw-4].

II.3.3 Emprisonnement des raies de résonance du mercure

Le mercure émet deux raies de résonance de longueurs d'ondes:

- 253.7 nm correspondant à la transition $6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$;
- 184.9 nm correspondant à la transition $6^1P_1 \rightarrow 6^1S_0$.

Ces deux raies sont fortement emprisonnées dans la décharge. Dans le cas particulier d'une décharge mercure-gaz rare basse pression, l'hypothèse d'un profil de raie qui suit le profil Doppler est souvent adoptée dans la littérature et elle est en bon accord avec les mesures. La théorie de Holstein [Ho-1], est fréquemment utilisée, cependant certains problèmes peuvent apparaître selon le cas traité.

Pour la raie 253.7 nm, dans une décharge Hg-Ar classique ($\varnothing=36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$ et $p_{\text{Ar}}=400\text{ Pa}$ à 0°C), la théorie de Holstein, comme l'indique la figure 2.19, semble être en bon accord avec l'expérience. Bien entendu, pour des valeurs de $k_0R < 6$ et pour les raisons que nous venons d'exposer dans le paragraphe précédent, cette théorie n'est plus valable. Dans ce domaine, nous pouvons faire appel à la théorie de Walsh [Wh-1] ou à celle de Drawin [Dw-4].

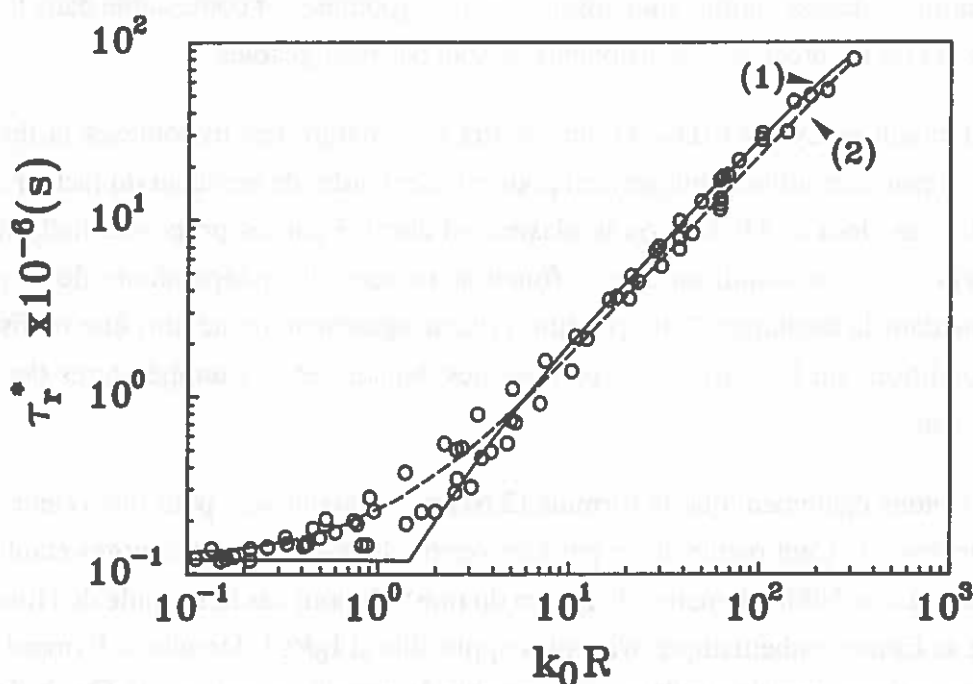


FIG 2.19 Temps de vie effectif du niveau 6^3P_1 en fonction de l'épaisseur optique. (o):Expérience; (1): théorie de Holstein; 2: théorie de Walsh.

Walsh [Wh-1] a montré que dans les décharges Hg-Ar où la pression de mercure devient importante (pression de vapeur saturante correspondant à $T_{\text{pf}} \geq 85^\circ\text{C}$), une correction de la théorie de Holstein est nécessaire. En effet, dans ces conditions le profil de la raie suit plutôt un profil de Lorentz (élargissement de pression par collisions Hg^*/Hg)

qu'un profil Doppler. Notons que cette correction, dans les cas qui nous préoccupent, semble rester suffisamment faible pour que l'on puisse la négliger.

En augmentant la pression du gaz tampon (Ar) l'effet des collisions Hg/Ar peut devenir non négligeable et le profil de la raie tend vers un profil de Voigt. Mitchell et Zemansky [Mt-1] ont montré que dans ce cas la largeur à mi-hauteur du profil de Lorentz (Δ_L) est liée à la largeur à mi-hauteur du profil Doppler (Δ_D) par la relation empirique: $\Delta_L = \Delta_D p_{Ar} / 85$. Nous pouvons aussi en déduire une pression limite au delà de laquelle l'effet de la pression d'argon n'est plus négligeable [Wy-1]:

$$p_{Ar} \geq 85 \frac{\ln k_0 R}{k_0 R} \quad (2.70)$$

La figure 2.20 illustre la dépendance du rapport τ_p^* / τ_r en fonction de la pression d'argon. Nous constatons que pour une valeur de l'épaisseur optique égale à 250 (qui correspond à une décharges Hg-Ar classique avec 400 Pa d'argon et $T_{pr} = 40^\circ\text{C}$), la théorie de Holstein est valable avec une bonne approximation. Par contre si la pression d'argon passe de 400 Pa à 2000 Pa, l'écart entre la théorie de Holstein atteint 40%.

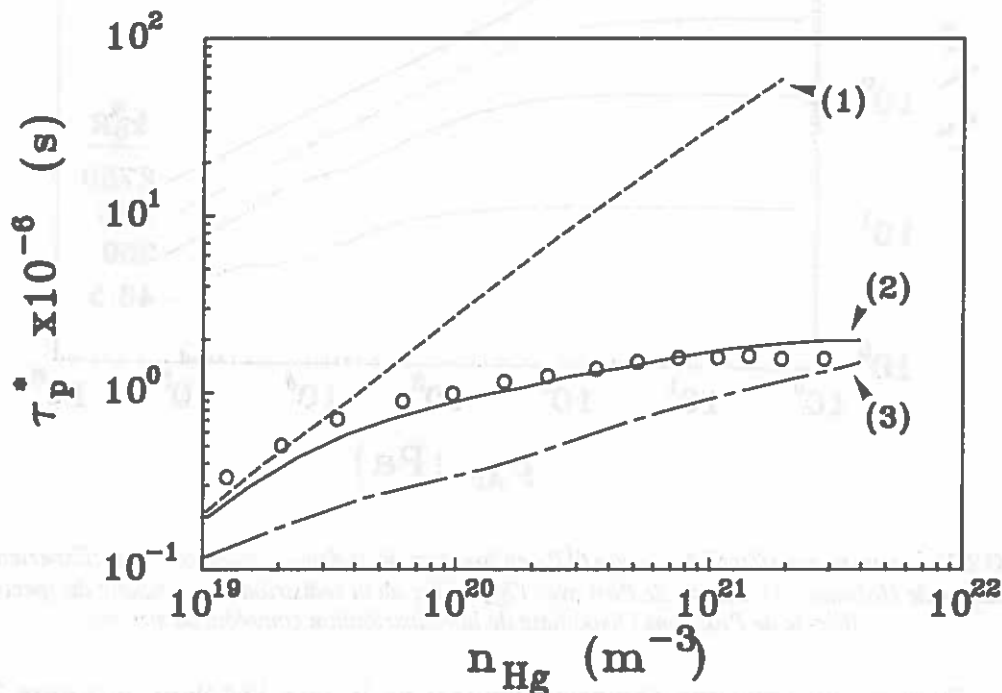


FIG 2.20 Rapport τ_p^* / τ_r en fonction de la pression d'argon pour plusieurs valeurs de $k_0 R$.

La composition isotopique du mercure naturel complique les calculs de l'emprisonnement car chaque isotope émet sa propre raie de résonance. Nous devons ainsi, calculer séparément le k_0^i correspondant à chaque isotope i , le pondérer avec

l'abondance a_i de l'isotope et enfin tenir compte du recouvrement des raies isotopiques. Cependant en examinant de plus près la structure fine de la raie 253.7nm, nous constatons qu'on peut la rassembler à 5 raies isotopiques principales d'amplitudes voisines. Pour cette raison et au moins tant que le recouvrement des raies isotopiques reste faible, plusieurs auteurs ont considéré une valeur effective de k_0 égale à $k_0^N/5$ où k_0^N correspond à la "densité" du mercure naturel. La validité de cette approximation est prouvée théoriquement par Walsh [Wh-1] mais ceci n'est valable qu'aux faibles densités de mercure.

Actuellement, dans le cadre d'un autre mémoire, un calcul est en cours pour évaluer, dans le cas où l'auto-inversion des raies isotopiques est importante, l'influence de la contributions des ailes (à profil plutôt Lorentzien) et du recouvrement des raies isotopiques sur le facteur d'emprisonnement.

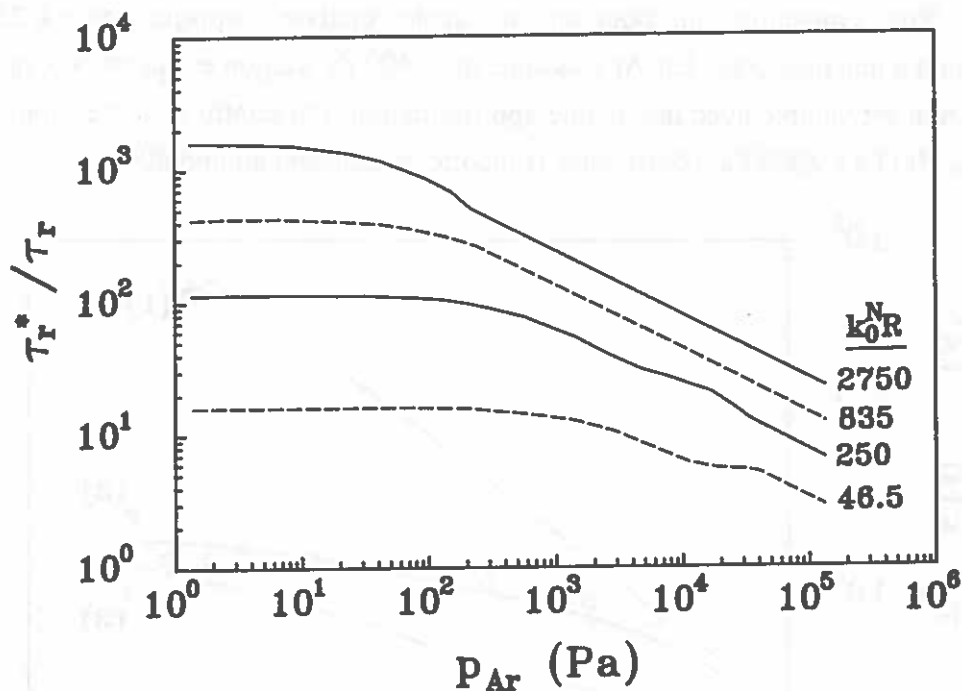


FIG 2.21 Temps de vie effectif du niveau 6^1P_1 en fonction de la densité du mercure (o):Expérience; (1): théorie de Holstein; (2): théorie de Post avec l'hypothèse de la redistribution complète du spectre; (3): théorie de Post sans l'hypothèse de la redistribution complète du spectre.

Pour ce qui concerne l'emprisonnement de la raie 184.9nm, la figure 2.21 est parlante. Ici, la densité du mercure joue un rôle plus important du fait de la valeur plus grande de la probabilité de transition de cette raie. La théorie de Holstein, avec un profil Doppler, n'est valable que pour les très faibles densités ($n_{\text{Hg}} \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$). La raison pour laquelle cette théorie n'est plus valable est due au fait que l'hypothèse de la redistribution spectrale n'est plus réalisée dans tout le profil de la raie (profil d'émission \neq profil d'absorption). Post [Pt-1] a développé une théorie plus complète capable de prévoir ce

comportement. Notons que dans le cas des décharges Hg-Ar basse pression la puissance émise par la raie 184.9nm reste notablement inférieure à celle émise par la raie 253.7nm (d'un facteur ≈ 5) et de ce fait le traitement de l'emprisonnement de la raie 184.9nm est moins critique pour la modélisation de la décharge.

En conclusion nous pouvons dire que le traitement de l'emprisonnement du rayonnement de résonance reste délicat. Les théories approximatives (Holstein, Walsh, Drawin...), simples à mettre en oeuvre, ont un domaine d'application restreint. Le traitement complet du problème (cf §II.3.1), même dans des cas simples, est si compliqué que son introduction dans un modèle collisionnel-radiatif multiplie le temps de calcul par un facteur de l'ordre de 15 (sur un calculateur HP9000/330). L'utilisation des méthodes du type Monte-Carlo (par exemple cf [An-1]) peut nous donner des informations utiles mais il est difficile de les élaborer et surtout de les incorporer dans un modèle déterministe. Aujourd'hui, l'utilisation de théories approximatives couplée avec des facteurs ajustables est très répandue dans la littérature, cependant l'introduction de paramètres ajustables dans les modèles nécessite des points de repère expérimentaux fiables.

... (faint, illegible text)

... (faint, illegible text)

III. FONCTION DE DISTRIBUTION DES ENERGIES DES ELECTRONS

EN PHYSIQUE des plasmas, la plupart des diagnostics classiques font intervenir, ou portent sur la mesure, de grandeurs macroscopiques qui correspondent à des valeurs moyennes prises par rapport aux fonctions de distribution des énergies des particules présentes dans le gaz. Les électrons sont très souvent l'espèce la plus importante dans cette caractérisation et la connaissance de l'état microscopique du nuage électronique dans le milieu étudié est donc indispensable. Ceci est communément admis pour les décharges basse pression. Dans le cas des décharges à pression élevée la prépondérance est moins évidente mais les résultats obtenus par exemple par Gleizes [Gl-1] pour des plasmas d'argon montrent que les collisions électroniques continuent à gouverner pour une très large part les échanges d'énergie.

La fonction de distribution des vitesses électroniques constitue la caractéristique la plus complète pour le nuage électronique dans le plasma de la décharge électrique. La densité électronique du plasma, les taux de réaction des processus élémentaires et les coefficients de transport seront alors obtenus en faisant intervenir des formes intégrées de la fonction de distribution.

Dans ce chapitre, nous allons passer en revue différentes méthodes plus ou moins élaborées de détermination de la fonction de distribution des énergies électroniques (FDEE). Pour cela, nous allons d'abord rappeler l'équation de Boltzmann et les méthodes de résolution de cette équation. Nous présenterons également quelques méthodes empiriques et expérimentales permettant de déterminer la FDEE. L'influence de divers paramètres sur la détermination FDEE, sera ensuite analysée. Bien que la discussion théorique concernant la fonction de distribution soit valable dans le cas général, dans ce chapitre nous allons porter notre intérêt sur les décharges mercure-gaz rare basse pression.

III.1 EQUATION DE BOLTZMANN

L'étude théorique du problème est très complexe dans le cas général. Cette étude porte sur une population d'électrons libres noyés dans un grand nombre de particules neutres et soumis à un champ électromagnétique. L'état du système des N électrons est

spécifié à chaque instant t par les vecteurs de position r_i et de vitesse v_i de chaque électron :

$$(r_1, v_1; \dots; r_i, v_i; \dots; r_N, v_N; t) \quad (3.1)$$

Un traitement auto-cohérent est concevable mais en pratique irréaliste. En effet selon les lois de la mécanique classique, afin de déterminer la trajectoire de chaque particule en fonction du temps sous l'action d'un champ de force, nous devons connaître sa position et sa vitesse initiale (à $t = 0$). Pour un système qui contient un si grand nombre de particules (de l'ordre du nombre d'Avogadro) la connaissance de ces conditions initiales est impossible. Par ailleurs, si l'on veut expliquer ou prédire les phénomènes macroscopiques qu'on observe expérimentalement, la connaissance de la trajectoire de chaque particule dans le plasma est sans intérêt puisque, de toute façon, les quantités mesurables correspondent à des valeurs moyennes des caractéristiques d'un très grand nombre de particules.

Boltzmann en 1872 a abordé le problème de l'évolution temporelle du nuage électronique par une autre voie, il a introduit une distribution discrète de "masse" ($\delta(r_i, v_i)$) dans l'espace de phases. Cette distribution était supposée normalisée par le facteur $\sum_{i=1}^N \delta(r_i, v_i) / N$. Pour les grandes valeurs de N , la distribution peut alors être décrite par une distribution continue:

$$f(r, v, t) dr dv \quad (3.2)$$

Boltzmann a donc proposé d'écrire directement l'équation du mouvement en fonction de f .

Si dans un premier temps les interactions (collisions) entre les particules sont négligées, chaque particule pourra être considérée comme un sous-système isolé et la fonction de distribution doit obéir au théorème de Liouville:

$$\frac{df}{dt} = 0 \quad (3.3)$$

Etant donnée que la différentielle totale correspond à une dérivation le long de la trajectoire de la particule (définie par l'équation du mouvement de cette particule), le théorème de Liouville s'applique sur f qui est définie comme une densité dans l'espace des phases:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial r} \frac{\partial r}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial t} \quad (3.4)$$

Nous pouvons identifier dans l'équation précédente, les expressions qui correspondent respectivement à la vitesse ($v = \partial r / \partial t$) et à l'accélération due aux forces externes ($a = \partial v / \partial t$), il vient:

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + a \frac{\partial f}{\partial v} \quad (3.5)$$

Si l'on introduit maintenant les collisions entre les particules, la variation temporelle de f correspond au taux de changement de la fonction de distribution par les collisions:

$$\frac{df}{dt} = \mathbf{J}(f) \quad (3.6)$$

$\mathbf{J}(f)$ est généralement connu sous le nom d'opérateur de collision et sa forme complète est extrêmement complexe [Sg-1].

Après ces transformations l'équation (3.5) s'écrit:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + a \frac{\partial f}{\partial v} = \mathbf{J}(f) \quad (3.7)$$

Cette équation est connue sous le nom d'équation de Boltzmann, et bien qu'elle ait été établie il y a plus de 120 ans, elle jouit encore d'un vif intérêt auprès des scientifiques qui s'intéressent à la physique des gaz faiblement ionisés. Le premier terme décrit la dépendance temporelle, le deuxième rend compte de l'influence des inhomogénéités spatiales et le troisième les changements de la vitesse dus à la présence d'un champ de force macroscopique. L'opérateur de collision rend compte de la production et de la destruction des particules par suite des collisions.

L'équation de Boltzmann est en réalité une équation de continuité généralisée dans l'espace des phases. Elle décrit approximativement un système de particules qui interagissent entre elles par l'intermédiaire de forces à courte portée. Cette description devient exacte dans le cas limite où le nombre de particules devient infinie en même temps que la portée des forces interparticulaires tend vers zéro. Cette dernière affirmation constitue un théorème dont on trouvera la démonstration dans la référence [Lf-1].

En tout état de cause, le calcul de la fonction de distribution par résolution de l'équation de Boltzmann est loin d'être simple. Il est évident que toute approximation permettant d'éviter cette résolution sera la bienvenue. Une des hypothèses généralement admise consiste à supposer que la FDEE est Maxwellienne. Une telle hypothèse, simplifie considérablement la tâche de la modélisation du milieu en permettant de ne pas résoudre l'équation de Boltzmann, malheureusement la Maxwellienne n'est pas toujours valable. Nous allons exposer les critères de validité de la fonction de distribution de Maxwell.

III.1.1 Critères de validité de la fonction de Maxwell

La connaissance de la FDEE est vitale dans la modélisation des plasmas des décharges. Le cas de la haute pression (quelques 10^5 Pa) est plus facile à traiter car la FDEE est généralement Maxwellienne. En revanche, le cas de la basse pression (quelques 10^2 Pa de pression totale) est plus difficile à traiter parce que les déviations par rapport à l'état de l'E.T.L. sont beaucoup plus importantes que celles qui peuvent apparaître en haute pression [Co-1]. Comme l'a souligné Günter [Gu-1], la densité électronique peut donner une indication rapide concernant les déviations de la FDEE par rapport à la distribution de Maxwell. Ainsi pour $n_e > 10^{15}$ - 10^{16} cm^{-3} , les interactions Coulombiennes entre les particules chargées deviennent importantes et la fonction de distribution tend vers une FDEE Maxwellienne.

Afin de fixer les idées concernant les forces électriques dans les décharges qui nous intéressent, il faut dire que le paramètre E/N est de l'ordre de 0.1 Td ($1\text{Td}=10^{-17}$ Vcm^{-2}) dans le cas de la haute pression et de quelques Td dans les décharges basse pression. Ces forces électrique relativement élevées (basse pression) sont l'une des raisons pour laquelle la FDEE s'éloigne de la Maxwellienne. Dans ces conditions la forme de la FDEE peut être donnée par la figure 3.1.

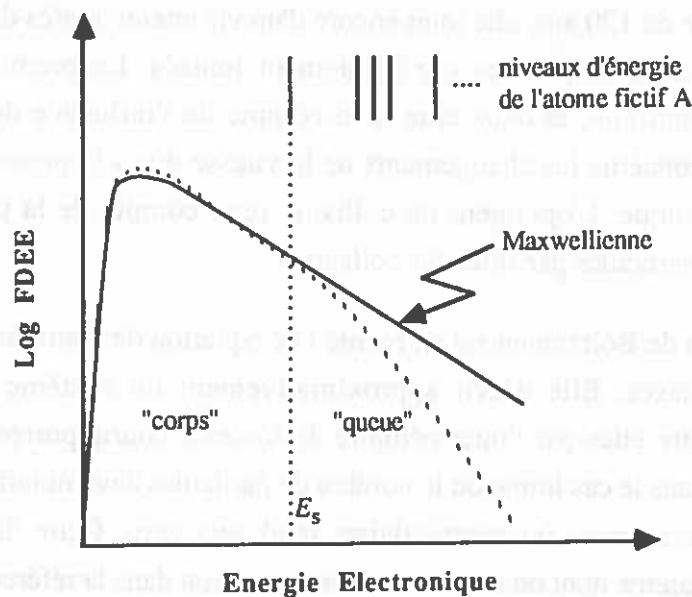


FIG. 3.1 Fonction de distribution pour une décharge dans la vapeur de l'atome fictif A.

Il est souvent commode de "séparer" la FDEE en deux parties: le "corps" pour les faibles énergies ($E_e \leq E_s$) et la "queue" pour les grandes énergies ($E_e > E_s$). Le plus grand nombre d'électrons se trouve dans le corps de la FDEE et les déviations par rapport à la Maxwellienne y sont souvent minimales. C'est cette partie de la FDEE qui gouverne pour l'essentiel les phénomènes de transport. Au contraire la queue de la FDEE subit des changements importants dus aux collisions inélastiques entre les électrons et les particules

neutres. Ces changements se traduisent par des variations considérables des taux de transition car c'est la queue de la FDEE qui gouverne la plupart des phénomènes de réaction.

On observe donc sur la figure 3.1 que la FDEE cherchée peut être plus ou moins proche de la distribution de Maxwell. Les critères de "maxwelliennisation" du gaz électronique peuvent être tirés directement de l'équation de Boltzmann. L'opérateur de collision \mathbf{J} qui intervient dans l'équation de Boltzmann et qu'on discutera plus loin dans ce chapitre, peut se décomposer, en première approximation, en considérant les diverses interactions des électrons avec les constituants du plasma:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{ee}^{el} + \mathbf{J}_{ei}^{el} + \mathbf{J}_{ea}^{el} + \mathbf{J}_{ea}^{ex} + \dots \quad (3.8)$$

La "maxwelliennisation", dans les décharges qui nous intéressent, est principalement assurée par le premier terme de l'équation (3.8), les autres termes représentent des processus éloignant le système de la Maxwellienne. Selon Spitzer [Sp-1] et Braginskii [Bg-1] le temps de "maxwelliennisation", τ_{ee} , par les collisions e^-/e^- est de l'ordre de:

$$\tau_{ee} = 3.4 \times 10^{11} \frac{k_B T_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda_e} \quad (3.9)$$

$\ln \Lambda_e$ est le logarithme de Coulomb (sa valeur classique est voisine de 10). Notons que l'équation (3.9) donne une valeur moyenne de τ_{ee} . Le temps, τ_{eq} , nécessaire pour "refroidir" un électron avec une énergie $E_e \gg k_B T_e$ est selon la littérature [Nr-1] de l'ordre de:

$$\tau_{eq} = 1.3 \times 10^{11} \frac{E_e^{3/2}}{n_e \ln \Lambda_e} \quad (3.10)$$

Le deuxième terme de l'équation (3.8) représente les collisions e^-/ion , le temps de relaxation pour le transfert d'énergie via ce processus est m_i/m_e fois plus long que la valeur donnée par l'équation (3.9). Etant donné que $n_i = n_e$ nous pouvons négliger ce terme.

Le troisième terme de l'opérateur de collision (3.8) reflète les collisions élastiques entre les électrons et les atomes. Nous avons vu dans le chapitre I que la fréquence de transfert d'énergie par les collisions élastiques est proportionnelle à $2(m_e/m_g)n_g v_{the} Q_{eg}^m$ où la vitesse $v_{the} = \sqrt{3k_B T_e/m_e}$ et Q_{eg}^m est la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pendant la collision élastique e^-/a . Pour que le corps de la FDEE reste

Maxwellien il faut que $\tau_{ee} \gg \tau_{ea}$, nous pouvons donc estimer une valeur critique de rapport n_e/n_g pour que cette condition reste valable (on change le symbole » en $\geq \times 10$ [Mu-1]):

$$\frac{n_e}{n_g} \geq 2.7 \times 10^{-6} \frac{Q_{eg}^m (\text{\AA}^2) E_e^2}{m_g (\text{amu})} = \left[\frac{n_e}{n_g} \right]_{\text{crit}} \quad (3.11)$$

Le quatrième terme de l'opérateur (3.8) représente les excitations par collisions inélastiques entre les électrons et les atomes. Ces collisions influencent surtout la partie haute énergie de la fonction de distribution. Afin d'obtenir un critère quantitatif nous allons faire appel à un modèle simple tel que le présente van der Mullen dans sa Thèse [Mu-1]. Il s'agit d'un cas extrême où les niveaux excités sont sous-peuplés par rapport à la loi de Boltzmann avec les hypothèses de base suivantes:

- Il n'existe pas de molécules dans le plasma, donc nous n'avons pas à prendre en compte des transitions entre des niveaux vibrationnels et/ou rotationnels.
- On considère seulement la transition entre le fondamental (g) et le premier niveau excité (1) (différence d'énergie: E_s), toutes les autres sections efficaces de transition (ionisation directe incluse) sont regroupées avec la transition $g \rightarrow 1$.
- La valeur de E_s est supérieure à l'énergie moyenne des électrons: $E_s > 2k_B T_e$.
- Dans ce traitement nous pouvons utiliser en première approximation des sections efficaces hydrogénoïdes.
- Nous divisons les électrons en deux groupes comme le montre la figure 3.1.

Dans ces conditions, un électron rapide ($E_e > E_s$) peut exciter un atome en lui transmettant une partie de son énergie et passer ainsi dans le corps de la FDEE ($E_e < E_s$). La partie haute énergie de la FDEE peut être peuplée par les collisions e^-/e^- . Une déviation par rapport à la Maxwellienne pour la partie haute énergie peut être attendue si le taux de processus inélastiques est supérieur au taux des interactions Coulombiennes. A l'équilibre le nombre d'électrons qui appartiennent à la queue de la FDEE est donné par la relation:

$$n_1 = n_e \int_{E_s}^{\infty} F^M(E_e) dE_e \approx n_e \sqrt{\frac{E_s}{k_B T_e}} \exp\left\{-\frac{E_s}{k_B T_e}\right\} \quad (3.12)$$

où $F^M(E_e)$ est la fonction de Maxwell.

Le taux d'excitation, toujours à l'équilibre, est donné par Drawin [Dw-2]:

$$n_e n_g z_{g1} = 4.4 \times 10^{-12} \frac{n_e n_1}{\sqrt{k_B T_e} E_s} \psi \quad (3.13)$$

ψ est une fonction empirique tabulée par Drawin [Dw-1] appelée "shape factor". Ainsi la fréquence moyenne d'excitation par électron rapide pour le processus $g \rightarrow 1$ est donnée par la relation:

$$v_{g1} = n_e n_g \frac{z_{g1}}{n_t} \approx 4.4 \times 10^{-12} n_g E_e^{-3/2} \psi \quad (3.14)$$

La fréquence avec laquelle la queue de la fonction de distribution est peuplée par des collisions Coulombiennes est obtenue en inversant la relation (3.10). La condition pour que la queue de la FDEE reste Maxwellienne peut donc s'exprimer par la relation:

$$\frac{v_{eq}}{v_{g1}} \geq 10 \Rightarrow 6 \times 10^{-2} \psi = \left[\frac{n_e}{n_g} \right]^{cr;exc} \quad (3.15)$$

En utilisant les conditions (3.11) et (3.15) pour le rapport n_e/n_g qui correspond au degré d'ionisation du milieu nous pouvons imaginer alors trois cas possibles à l'intérieur de ce cas général:

- (1): $\frac{n_e}{n_g} \geq \left[\frac{n_e}{n_g} \right]^{cr;exc} \Rightarrow$ La FDEE est Maxwellienne sur toute la gamme d'énergie;
- (2): $\left[\frac{n_e}{n_g} \right]^{cr;cl} \leq \frac{n_e}{n_g} \leq \left[\frac{n_e}{n_g} \right]^{cr;exc} \Rightarrow$ La partie haute énergie de la FDEE n'est plus

Maxwellienne, le corps reste inaltéré;

- (3): $\left[\frac{n_e}{n_g} \right]^{cr;cl} \geq \frac{n_e}{n_g} \Rightarrow$ La FDEE n'est plus Maxwellienne.

Dans le cas de la basse pression où la densité électronique reste inférieure à 10^{12} - 10^{13} cm^{-3} et où l'énergie électronique moyenne est de l'ordre de 1 eV nous pouvons facilement montrer que nous sommes dans le cas (2) et que les déviations sont fortes dans la plupart des cas. Ces déviations se manifestent comme un appauvrissement de la partie haute énergie de la FDEE. En ce qui concerne la haute pression où n_e est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} et l'énergie moyenne est de l'ordre de 0.5 eV nous sommes à la limite entre les zones (1) et (2), ce cas nécessite donc une étude plus détaillée (cf Chapitre IV). Quoiqu'il en soit les cas (2) et (3) nécessitent la résolution de l'équation de Boltzmann.

III.2 RESOLUTION DE L'EQUATION DE BOLTZMANN

Compte tenu de la complexité de l'opérateur de collision et du nombre de variables qui interviennent dans l'équation, il est impossible d'obtenir une solution analytique pour $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. En outre, compte tenu des limites actuelles de la puissance de notre ordinateur une solution numérique n'est que difficilement envisageable dans le cas général. Heureusement, pour la plupart des problèmes qui apparaissent dans l'étude des décharges, il n'est pas nécessaire de résoudre cette équation sous sa forme complète. Un

certain nombre d'hypothèses basées sur des considérations liées à la nature même des décharges étudiées, permettent de simplifier substantiellement l'équation de départ (3.7). Nous allons exposer ici les hypothèses fondamentales qui nous permettent de procéder à la résolution de l'équation de Boltzmann pour notre problème. Dans les paragraphes qui suivent nous utiliserons la notation ϕ pour la fonction de distribution en vitesse et F pour la fonction normalisée en énergie $F = \sqrt{u} \phi(u)$ et $E_e = eu$.

III.2.1 Hypothèses de base

L'approche conventionnelle s'appuie sur deux hypothèses:

- La fonction $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ ne dépend de la position \mathbf{r} et du temps t qu'à travers la densité électronique $n_e(\mathbf{r}, t)$. Autrement dit, la fonction de distribution normalisée $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)/n_e(\mathbf{r}, t)$ est identique en tout point du nuage électronique. Cette hypothèse nous permet d'écrire:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = n_e(\mathbf{r}, t) \phi^{(0)}(\mathbf{v}) \quad (3.16)$$

- La fonction de distribution $\phi^{(0)}(\mathbf{v})$ peut être représentée correctement par un développement en série de polynômes de Legendre $P_l(\cos\theta)$ limitée aux deux premiers termes (symétrie de révolution):

$$F^{(0)}(\mathbf{v}) = \phi^{(0)}(\mathbf{v}, \cos\theta) = \phi_0^{(0)}(\mathbf{v}) + \phi_1^{(0)}(\mathbf{v})\cos\theta \quad (3.17)$$

avec $\cos\theta = \frac{\mathbf{a} \cdot \mathbf{v}}{|\mathbf{a}| |\mathbf{v}|}$ et $\phi_1^{(0)} = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^{+1} P_l(\cos\theta) d\cos\theta$; $\phi_0^{(0)}$ et $\phi_1^{(0)}$ sont connues sous le nom de

"partie isotrope" et de "première anisotropie" de la fonction de distribution $\phi^{(0)}(\mathbf{v})$. Les fonctions $\phi_0^{(0)}$ et $\phi_1^{(0)}$ peuvent être calculées directement en utilisant l'équation de

Boltzmann et l'équation de continuité pour les électrons. L'équation de continuité pour les électrons peut être obtenue en intégrant l'équation de Boltzmann dans l'espace des vitesses. Sans entrer dans le détail du calcul, on peut dire qu'en tenant compte des hypothèses précédentes et en négligeant le terme qui rend compte du taux effectif de création d'électrons, l'équation (3.7) devient (cf par exemple Yousfi [Yo-1]):

$$\begin{cases} \frac{a}{3v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \phi_1^{(0)}(\mathbf{v}) \right] + v(\mathbf{v}) \phi_0^{(0)}(\mathbf{v}) = \mathbf{J}[\phi_0^{(0)}] \\ \phi_1^{(0)}(\mathbf{v}) = - \frac{a}{v(\mathbf{v})} \frac{\partial}{\partial v} \left[\phi_0^{(0)}(\mathbf{v}) \right] \end{cases} \quad (3.18)$$

$v(\mathbf{v})$ est la fréquence totale de transfert de la quantité de mouvement.

L'approximation à deux termes, comme l'ont déjà souligné plusieurs auteurs ([Yo-1], [Sg-1]), n'est valable que si les sections efficaces de collisions inélastiques restent

faibles vis à vis des sections efficaces de collisions élastiques et si les gradients de densité sont négligeables. Il est d'ailleurs bien connu [De-1] que pour des fortes valeurs du champ électrique une méthode numérique basée sur l'approche conventionnelle converge difficilement. Nous montrerons dans le paragraphe III.4 que la méthode à deux termes est tout à fait appropriée à l'étude des décharges qui nous intéressent.

Il faut cependant savoir que plusieurs méthodes ont été développées afin de surmonter les obstacles mentionnés précédemment. Ainsi Wilhelm et Winkler [Wl-1] ont considéré une expansion à trois termes et des méthodes multitermes ont été mises en œuvre par de nombreux auteurs ([Pi-1], [Ln-1], [Yo-1]...). Cette dernière méthode peut traiter un développement en série de polynômes de Legendre d'ordre quelconque, elle est puissante et précise mais plus lourde du point de vue du volume de calcul que la méthode à deux termes.

Signalons qu'il est également possible de résoudre indirectement l'équation de Boltzmann par des méthodes statistiques du type Monte-Carlo. Cette dernière est capable de tenir compte de plusieurs types de phénomènes qui entrent difficilement dans le contexte des méthodes directes évoquées précédemment. Cependant cette méthode exige souvent des temps de calcul longs.

Nous allons tout d'abord exposer quelques méthodes approximatives qui ont été mise au point afin d'éviter une résolution directe de l'équation (3.7). Ensuite, dans le paragraphe suivant, nous allons détailler la méthode numérique à deux termes. Notons que les indices supérieurs (0) et (1) des fonctions de distribution seront désormais omis pour simplifier l'écriture des équations.

III.2.2 Formes approximatives de la FDEE

Plusieurs modèles approchés ont été développés au cours des 20 dernières années. L'objectif est de pouvoir traiter le problème de la fonction de distribution sans passer par une résolution numérique de l'équation de Boltzmann qui complique l'analyse. Ceci est vrai également dans le cas des tubes fluorescents.

III.2.2.1 Théorie de Druyvesteyn

Parmi les théories classiques, la plus connue est celle de Druyvesteyn, développée en 1930. Il s'agit d'une théorie simplifiée dans laquelle on néglige les interactions entre les particules chargées et où l'on suppose la distribution homogène et isotrope. Druyvesteyn fait également l'hypothèse que le champ électromagnétique se réduit à un champ électrique continu de faible amplitude et il abouti ainsi à sa célèbre loi de

distribution. Cette loi s'obtient à partir de deux équations exprimant que le gain d'énergie des électrons par la diffusion et la dérive dans la direction du champ, est compensé par les pertes dues aux chocs élastiques sur les particules neutres. Elle s'exprime par la relation:

$$F_0(u) = cu^{1/2} \exp \left\{ - \frac{3m_e}{m_g} \frac{1}{u^2} \int_0^u \frac{u' du'}{\lambda_{m,e}^2(u')} \right\} \quad (3.19)$$

où c est la constante de normalisation et $\lambda_{m,e}$ est le libre parcours moyen des électrons.

Cette loi diffère de celle de Maxwell par un appauvrissement en électrons rapides. Dans ses calculs, Druyvesteyn néglige complètement les collisions inélastiques, ce qui revient à supposer que les valeurs du paramètre E/p , mesurable dans le plasma, sont telles que tous les électrons ont des énergies inférieures au premier seuil d'excitation de l'atome qui subit les chocs électroniques. Cette dernière hypothèse interdit pratiquement l'utilisation de la distribution de Druyvesteyn dans le cas des décharges mercure-gaz rare basse pression qui nous intéressent. Cependant cette analyse fut à la base de théories plus complètes et elle a été utilisée dans plusieurs applications.

III.2.2.2 Modèle à deux groupes d'électrons

Le modèle à deux groupes d'électrons ("two electron group model") a été proposé par Vriens en 1973 [Vr-1]. Il s'agit d'une méthode semi-empirique pour le traitement des fortes déviations par rapport à la distribution de Maxwell.

Pour son traitement, Vriens introduit deux groupes d'électrons dans l'espace d'énergie, chaque groupe est représenté par une température. Le premier groupe correspond aux électrons lents (corps) et le deuxième aux électrons rapides (queue). La justification de son modèle est basée sur le transfert d'énergie entre les électrons (rapides et lents), les atomes (excités ou non) et les ions. La figure 3.2 montre schématiquement ces flux. Les termes P (puissance par unité de volume) sont représentés par des traits solides (termes principaux) et des traits pointillés (termes secondaires). Les indices supérieurs b et t se réfèrent respectivement au corps ("bulk") et à la queue ("tail") de la FDEE. Les gains d'énergie par le champ électrique et les collisions superélastiques sont notés par les indices (F) et (sup), les pertes par collisions élastiques par (el), celles qui correspondent à des collisions inélastiques d'excitations par (ex) et d'ionisation par (ion). Enfin, les pertes par diffusion ambipolaire et par rayonnement sont respectivement notées (dif) et (rad).

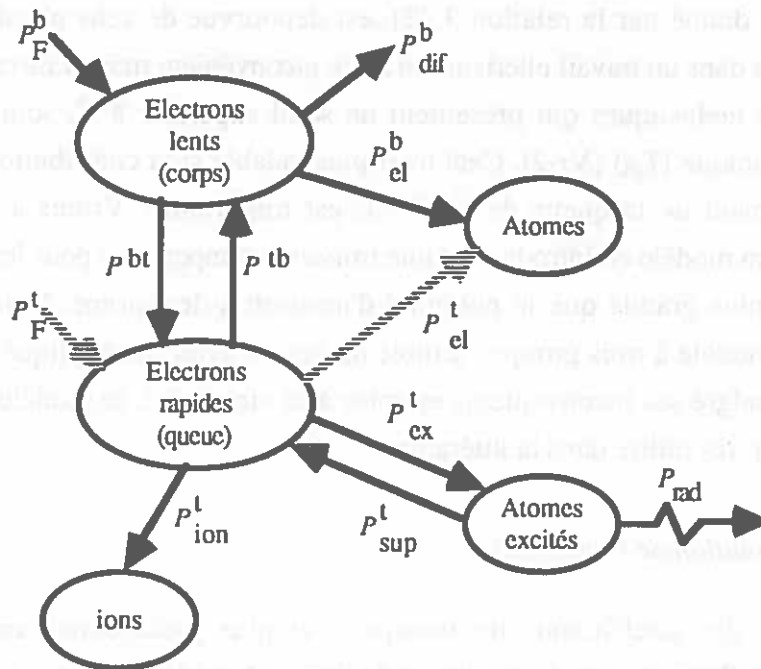


FIG. 3.2 Transfert d'énergie entre les électrons, les atomes et les ions dans l'hypothèse du modèle à 2 groupes d'électrons

En respectant cette séparation, la partie basse énergie peut toujours être représentée par une Maxwellienne à la température électronique T_{eb} :

$$F_o^b(E_e) = \frac{2}{\pi^{1/2}(k_B T_{eb})^{3/2}} E_e^{1/2} \exp\left\{-\frac{E_e}{k_B T_{eb}}\right\}; E_e \leq E_s \quad (3.20)$$

Vriens a supposé que la partie haute énergie pouvait également être décrite par une Maxwellienne mais à une température inférieure T_{et} :

$$F_o^t(E_e) = \frac{2S}{\pi^{1/2}(k_B T_{et})^{3/2}} E_e^{1/2} \exp\left\{-\frac{E_e}{k_B T_{et}}\right\}; E_e > E_s \quad (3.21)$$

S est un paramètre de normalisation qui permet de raccorder F_o^b et F_o^t au point $E_e = E_s$.

Initialement S a été pris égal à 1 [Vr-1] mais ce choix faisait apparaître une discontinuité dans la fonction de distribution au point de raccordement. Par la suite, Lighthart et Keijser [Li-1] ont proposé, de façon à éliminer cette discontinuité, la valeur suivante:

$$S = \left[\frac{T_{et}}{T_{eb}}\right]^{3/2} \exp\left\{-\frac{E_s}{k_B T_{eb}} + \frac{E_s}{k_B T_{et}}\right\} \quad (3.22)$$

Cependant, en utilisant cette valeur, si la discontinuité n'apparaît plus dans la fonction elle-même, elle subsiste dans sa dérivée première.

Le modèle à deux groupes d'électrons est très simple du point de vue application numérique mais l'existence d'une discontinuité, dans la fonction F_o (pour $S=1$) ou dans

sa dérivée (S donné par la relation 3.22), est dépourvue de sens physique. Comme le signale Vriens dans un travail ultérieur, un autre inconvénient majeur de ce modèle est que les processus inélastiques qui présentent un seuil supérieur à E_s sont décrits par une température unique (T_{el}) [Vr-2]. Ceci n'est plus valable si la contribution de l'ionisation au dépeuplement de la queue de la FDEE est importante. Vriens a donc essayé de généraliser son modèle en introduisant une troisième température pour les électrons ayant une énergie plus grande que le potentiel d'ionisation de l'atome. Cela complique les choses et le modèle à trois groupes semble ne jamais avoir été appliqué à une décharge. Par contre, malgré ses inconvénients et grâce à sa simplicité, le modèle à deux groupes d'électrons est très utilisé dans la littérature.

III.2.2.3 Solution de Lagushenko

L'étude des coefficients de transport, et plus précisément celle du premier coefficient de Townsend et de la vitesse de dérive dans des mélanges gazeux, a amené Lagushenko et Maya [La-1] à analyser l'équation de Boltzmann. Moyennant quelques hypothèses, cette analyse a conduit ces auteurs à proposer une expression analytique qui rend compte à la fois de l'influence des collisions, du champ électrique et des anisotropies sur la partie isotrope $F_0(u)$ de la FDEE.

L'approche de Lagushenko et Maya part d'un développement classique, à deux termes, de l'équation de Boltzmann (cf §III.2). On développe l'opérateur de collision \mathbf{J} , en y ajoutant les termes que Lagushenko et Maya [La-1] ont pris en compte. On obtient alors:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_{ee}^{cl} + \mathbf{J}_{ea}^{cl} + (\mathbf{J}_{ea}^{ex} + \mathbf{J}_{ea}^{ion}) + \mathbf{J}_P \quad (3.23)$$

Les indices el, ex, ion représentent les collisions élastiques et les collisions inélastiques (excitations et ionisations). L'opérateur \mathbf{J}_P est un terme source d'électrons secondaires dûs à l'ionisation par effet Penning. Par contre, l'effet des collisions entre les métastables du mercure qui est pourtant important, est négligé. Chaque terme de cet opérateur peut alors se développer en série de polynômes de Legendre limitée aux deux premiers termes $\mathbf{J}_x^{(0)}$ et $\mathbf{J}_x^{(1)}$.

Après des calculs intermédiaires détaillés dans l'article original de Lagushenko et Maya [La-1], on obtient un système à deux équations, semblable au système (3.18) du paragraphe III.2, avec deux inconnues: les fonctions F_0 et F_1 . En introduisant l'hypothèse que, malgré les processus d'ionisation et d'excitation, la distribution des

électrons conserve sa symétrie sphérique, le système se simplifie car l'angle polaire n'intervient plus. En écrivant ensuite la partie isotrope de la FDEE sous la forme:

$$F_0(u, r) = n_e(r) f(u, r, n_e) \quad (3.24)$$

et en utilisant la définition du 1^{er} coefficient de Townsend, α_T , pour obtenir, par changement de variable, la densité électronique en fonction de la position, on obtient:

$$n_e(r) = n_e(0) \exp \left\{ \int_0^r \alpha_T[n_e(r')] dr' \right\} \quad (3.25)$$

L'introduction de ces expressions dans l'équation de la partie isotrope conduit à transformer cette dernière de la façon suivante:

$$\mathbf{H}_1[F_0, n_e] + \mathbf{H}_2[F_0, n_e, \alpha_T, \frac{\partial \alpha_T}{\partial n_e}, \frac{\partial F_0}{\partial n_e}] = 0 \quad (3.26)$$

L'opérateur \mathbf{H}_1 correspond à l'équation de Boltzmann dans le cas homogène et le terme \mathbf{H}_2 contient les dérivés $\partial F_0 / \partial r$, $\partial^2 F_0 / \partial r^2$ et $\partial^2 F_0 / (\partial u \partial r)$.

Lagushenko et Maya ont fait les hypothèses suivantes:

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{H}_2 \ll \mathbf{H}_1 \\ \frac{\partial F_0}{\partial \alpha_T} \frac{\partial \alpha_T}{\partial n_e} \ll F_0 \end{array} \quad \left\{ \begin{array}{l} n_e \frac{\partial F_0}{\partial n_e} \ll F_0 \\ n_e \frac{\partial \alpha_T}{\partial n_e} \ll \alpha_T \end{array} \right. \right\} \quad (3.27)$$

qui traduisent le fait que les variations sur la FDEE restent limitées. Sous ces conditions les termes qui contiennent $\partial \alpha_T / \partial n_e$, $\partial F_0 / \partial n_e$ et $\partial F_0 / \partial \alpha_T$ peuvent être négligés, alors l'équation (3.26) se réduit à:

$$\mathbf{H}_1[F_0, n_e] + \mathbf{H}_2[F_0, n_e, \alpha_T] = 0 \quad (3.28)$$

Cette équation a une solution analytique qui peut être obtenue en faisant un changement de variable du type:

$$G(u) = - \frac{d \ln F_0}{du} \quad (3.29)$$

et

$$F_0(u) = cu^{1/2} \exp \left\{ - \int_0^u G(u') du' \right\} \quad (3.30)$$

Une expression analytique peut être trouvée pour $G(u)$ aussi bien dans le cas où les énergies électroniques sont importantes et les valeurs du paramètre E/N petites, que dans celui où le paramètre E/N est plus important. Lagushenko et Maya donnent dans un travail

ultérieur [La-2] la forme de la fonction $G(u)$ pour le cas spécial des décharges mercure-gaz rare basse pression:

$$G(u) = \frac{1}{2u_e} + \left\{ \frac{uQ_{\text{tot}}^m(u)\delta(\text{Hg}) \left[1 - \frac{n(6^3\text{P})}{n_{\text{B}}(6^3\text{P})} \right]}{\left(\frac{E}{N} \right)^2 \frac{u}{3Q_{\text{tot}}(u)} + 2u_e Q_e^* \frac{n_e}{N}} + \frac{1}{4u_e^2} \right\}^{1/2} \quad (3.31)$$

Q_{tot}^m est la section efficace totale pour le transfert de la quantité de mouvement et u_e correspond à l'énergie moyenne des électrons. Notons que cette relation analytique a été comparée aux résultats numériques obtenus auparavant par les mêmes auteurs [La-1].

L'expression fait intervenir la somme des sections efficaces pour le transfert de la quantité de mouvement de chaque gaz neutre qui existe dans la décharge. Les termes de cette somme sont pondérés par la pression partielle $\delta(\text{gaz})$ de chaque gaz dans le mélange:

$$Q_{\text{tot}}^m(u) = \sum_{\text{g}} \delta(\text{g}) Q_{\text{g}}^m(u) + \delta(\text{Hg}) Q_{\text{Hg}}^m(u) \quad (3.32)$$

Q_{tot} est la section efficace inélastique totale. Lagushenko et Maya tiennent seulement compte dans cette valeur des processus d'excitation à partir du fondamental. Ceci est une bonne approximation si la densité des états excités n'est pas trop forte. Les interactions Coulombiennes entrent dans cette analyse par l'intermédiaire d'une valeur effective de la section efficace de Coulomb Q_e^* . Lagushenko et Maya imposent une valeur effective égale à la valeur de la section efficace de Coulomb pour l'énergie 1 eV. Ce choix est raisonnable si l'on tient compte du fait que, dans les décharges mercure-gaz rare, l'énergie moyenne des électrons ne s'éloigne pas trop de cette valeur. En outre la section efficace de Coulomb dans sa représentation classique dépend de l'énergie électronique comme $1/E_e^2$, l'utilisation d'une valeur effective ne perturbe pas beaucoup les résultats (surtout si sa valeur est pondérée par la fraction des électrons dans le plasma).

On peut remarquer que le rapport $n(6^3\text{P})/n_{\text{B}}(6^3\text{P})$ donne directement une indication quantitative concernant les déviations à l'état de l'E.T.L. Il est évident que si le système est à l'E.T.L. la population de niveaux 6^3P du mercure suivra la loi de Boltzmann et le rapport $n(6^3\text{P})/n_{\text{B}}(6^3\text{P})$ deviendra égal à 1. Sous cette condition la FDEE décrite par les relations (3.30) et (3.31) se réduit à une Maxwellienne.

L'inconvénient principal de cette fonction est d'exiger une connaissance préalable de la valeur moyenne de l'énergie électronique u_e , qui dépend elle-même de la connaissance de la FDEE.

III.2.3 Résolution numérique de l'équation de Boltzmann

Plusieurs auteurs, (Kagan [Kg-1], Lagushenko [La-1], Winkler [Wi-1], Sawada [Sw-1]) ont résolu l'équation de Boltzmann dans le cas des décharges mercure-gaz rare. Cependant ces auteurs n'ont pas considéré tous les processus importants dans ce type de décharges. Par exemple, Sawada [Sw-1] n'a pas inclus les interactions Coulombiennes et Winkler [Wi-1] a négligé les interactions $\text{Hg}^{*m}/\text{Hg}^{*m}$. La méthode présentée dans ce travail est plus complète que celles de la littérature car l'ensemble des processus importants est pris en compte. Ainsi, Yousfi et Segur [Yo-2] ont montré que sous les hypothèses d'un système à l'état stationnaire et en régime hydrodynamique (cf §II.2), l'équation de Boltzmann pouvait s'écrire:

$$a \frac{\partial}{\partial v} \phi(v) + (v(v) + v_z \alpha_{\text{eff}}) \phi(v) = \mathbf{J}[\phi(v)] \quad (3.33)$$

v_z est la projection du vecteur vitesse v sur l'axe \vec{z} supposé parallèle au champ électrique E ; v est la fréquence de collision totale et α_{eff} représente le coefficient d'ionisation effective en tenant compte des collisions ionisantes et par conséquent de la modification du nombre d'électrons dans le système.

Le coefficient α_{eff} rend compte de l'ionisation effective dans le milieu due aux processus non conservatifs, Yousfi, Zissis et al [Yo-5] introduisent dans ce terme l'ionisation directe à partir du fondamental (α_d), l'ionisation par paliers (α_s), l'ionisation Penning (α_p) et l'ionisation due aux collisions entre deux atomes à l'état métastable (α_m) de même espèce chimique. En utilisant l'équation de continuité des électrons à l'état stationnaire selon la direction \vec{z} , le terme α_{eff} peut s'écrire sous la forme:

$$\alpha_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} = \alpha_d + \alpha_s + \frac{n_m^{\text{GR}}}{n_e} \alpha_p + \frac{n_m^{\text{Hg}}}{n_e} \alpha_m \quad (3.34)$$

où les n_m^{GR} et n_m^{Hg} correspondent aux densités des atomes métastables du gaz rare et du mercure. Nous allons plus loin évaluer les deux rapports dans le cas des décharges Hg-Ar. L'importance du terme en α_{eff} est aussi démontrée par Sawada [Sw-1].

Dans l'équation (3.33) le terme $-v(v)F(v) + \mathbf{J}[F(v)]$ comporte deux parties. la première (terme de dépeuplement), $v(v)F(v)drdv$ représente le nombre d'électrons qui quittent le volume $drdv$ par collisions et le second $\mathbf{J}[F(v)]$ (terme de peuplement) correspond aux électrons qui entrent par collisions dans le même volume; ces deux termes peuvent se décomposer de la façon suivante:

$$V(v) = (V_{ea}^{cl} + V_{ei}^{cl} + V_{ee}^{cl}) + (V_{ea}^{ex} + V_{ea^*}^{ex}) + V_{ea^*}^{sup} \quad (3.35a)$$

$$J[F(v)] = (J_{ea}^{cl} + J_{ei}^{cl} + J_{ee}^{cl}) + (J_{ea}^{ex} + J_{ea^*}^{ex}) + J_{ea^*}^{sup} + J_{aa}^{ion} \quad (3.35b)$$

Les expressions des opérateurs J_{ea}^{cl} , $J_{ea^*}^{sup}$ et J_{aa}^{ion} sont données dans la littérature ([Yo-3] et [Yo-4]). Plus précisément le terme J_{aa}^{ion} contient l'ionisation par effet Penning et l'ionisation par collision entre des niveaux métastables du mercure. Dans le terme élastique nous avons tenu compte de l'agitation thermique. Les expressions des opérateurs J_{ei}^{cl} et J_{ee}^{cl} sont explicitées par Gilardini [Gi-1]. Nous avons écrit le terme $J_{ea^*}^{ex}$ sous la forme:

$$J_{ea^*}^{ex} = \frac{1}{v} \sum_j n_j^* v_j^{*2} Q_j^*(v_j^*) \phi_0(v_j^*) + \frac{1}{v} \sum_j n_j^* \left\{ \sum_{k=1}^2 \frac{(-1)^k}{k-1-\Delta} v_{jk}^{*2} Q_j^{*;ion}(v_j^*) \phi_0(v_{jk}^*) \right\} \quad (3.36)$$

avec $v_j^{*2} = v^2 + \frac{2}{m_e} E_j^*$ et $v_{jk}^{*2} = \frac{(-1)^k}{k-1-\Delta} v^2 + \frac{2}{m_e} E_j^{*;ion}$, où v représente la vitesse électronique; n_j^* est la densité des atomes excités "cibles"; Q_j^* la section efficace correspondant à la transition vers l'état j ; E_j^* le seuil du niveau j et $E_j^{*;ion}$ son potentiel d'ionisation, la section efficace correspondante est $Q_j^{*;ion}$. La fraction $\Delta/(1-\Delta)$ représente le rapport d'énergie de l'électron secondaire sur l'énergie du projectile après l'ionisation.

Afin de résoudre numériquement l'équation (3.33) nous la développons en une série de polynômes de Legendre limitée aux deux premiers termes. On aboutit au système suivant (cf. §III.2, éq.3.18):

$$a \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial v} \{v^2 \phi_1(v)\} + \frac{1}{3} \alpha_{eff} v^3 \phi_1(v) + V(v) v^2 \phi_0(v) = v^2 J[\phi_0(v)] \quad (3.37a)$$

$$\phi_1(v) = -\frac{1}{V(v)} \left\{ a \frac{\partial}{\partial v} \phi_0(v) + \alpha_{eff} v \phi_0(v) \right\} \quad (3.37b)$$

A noter que si le coefficient α_{eff} est nul, les équations (3.36) deviennent identiques aux équations utilisées par Winkler et Wilhelm [Wi-1].

En combinant les équations (3.37a) et (3.37b) et en substituant les expressions des termes J_{ea}^{cl} et J_{ee}^{cl} nous obtenons la relation suivante qui nous donnera ϕ_0 :

$$\begin{aligned}
& -\frac{a^2}{3} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{v^2}{v(v)} \frac{\partial \phi_0(v)}{\partial v} \right\} - \frac{k_B T_g}{M_g} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^2 v_{ea}^{el} \frac{\partial \phi_0(v)}{\partial v} \right\} - \frac{m_e}{M_g} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^3 v_{ea}^{el} \phi_0(v) \right\} \\
& - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^3 v_{ee}^{el} [A_2(v) + A_3(v)] \frac{\partial \phi_0(v)}{\partial v} \right\} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial v} \left\{ v^3 v_{ee}^{el} A_1(v) \phi_0(v) \right\} \\
& - \alpha_{eff} \frac{a}{3} \left[\frac{\partial}{\partial v} \left\{ \frac{v^3}{v(v)} \phi_0(v) \right\} + \frac{v^3}{v(v)} \frac{\partial \phi_0(v)}{\partial v} \right] - \left[\frac{\alpha_{eff}^2}{3} \frac{v^4}{v(v)} - v^2 \{ v(v) - v_{ea}^{el} - v_{ee}^{el} \} \right] \phi_0(v) = \\
& v^2 \{ \mathbf{J}_{ea}^{cx} + \mathbf{J}_{ea^*}^{cx} + \mathbf{J}_{ea^*}^{sup} + \mathbf{J}_{ei}^{el} + \mathbf{J}_{aa}^{ion} \} \quad (3.38)
\end{aligned}$$

où les termes A_j sont les termes des interactions de Coulomb entre les électrons:

$$\begin{aligned}
A_1(v) &= \frac{4\pi}{n_e} \int_0^v \phi_0(v') v'^2 dv' \\
A_2(v) &= \frac{4\pi}{n_e} \frac{1}{3v} \int_0^v \phi_0(v') v'^4 dv' \\
A_3(v) &= \frac{4\pi}{n_e} \frac{v^2}{3} \int_0^\infty \phi_0(v) v dv
\end{aligned} \quad (3.39)$$

et la condition de normalisation: $4\pi \int_0^\infty \phi_0(v) v^2 dv = 1$.

La discrétisation de l'opérateur $\partial/\partial v$ se fait en utilisant un schéma implicite des différences finies. Ainsi, la solution pour ϕ_0 au point i dépend uniquement des points $i-1$ et $i+1$, nous aboutissons donc à un système d'équation caractérisé par une matrice tridiagonale. Ce système peut être résolu numériquement en utilisant l'algorithme de Thomas [Vm-1] et les conditions aux limites suivantes:

$$\left. \frac{\partial \phi_0(v)}{\partial v} \right|_{v=0} = 0 \quad \text{et} \quad \lim_{v_{max} \rightarrow \infty} \phi_0(v_{max}) = 0 \quad (3.40)$$

En fait la solution numérique de l'équation (3.38) est obtenu par une méthode itérative car le deuxième membre et les termes de Coulomb $A_j(v)$ dépendent de la valeur de $\phi_0(v)$. Nous utilisons une Maxwellienne comme solution initiale afin de calculer les termes de Coulomb et le deuxième membre de l'équation (3.38). La solution obtenue est réinjecté et le calcul recommence jusqu'à la convergence finale de la solution. La méthode utilisée converge toujours en moins de 30 itérations pour un nombre de discrétisation de la vitesse inférieure à 200 point. Cela signifie que les temps de calcul de la FDEE, par résolution de l'équation de Boltzmann avec la méthode proposée, sont très courts (de l'ordre de la minute sur un H.P.-9000/350). Par conséquent l'incorporation de ce type de

calculs dans un modèle macroscopique de la décharge est tout à fait envisageable par la suite sans que cela entraîne des temps de calcul excessifs.

III.3 DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA FDEE

Seule, la partie isotrope de la fonction de distribution est accessible à l'expérience [Ce-1]. La méthode utilisée est due à Druyvesteyn [Dr-1]. Elle est basée sur une étude théorique du courant collecté par une sonde de Langmuir plongée dans le plasma et polarisée négativement par rapport au potentiel du plasma.

Druyvesteyn a montré que la FDEE peut être évaluée à partir de la dérivée seconde de la caractéristique V_S-I_S de la sonde:

$$F_0(u) = \frac{2\sqrt{2}}{9} \sqrt{\frac{m_e}{e}} \frac{\sqrt{V_S}}{S} \frac{d^2 I_S}{dV_S^2} \quad (3.41)$$

où S est la surface de la sonde. Les figures 3.3a et 3.3b montrent une caractéristique de sonde et la FDEE correspondante ([Da-1]).

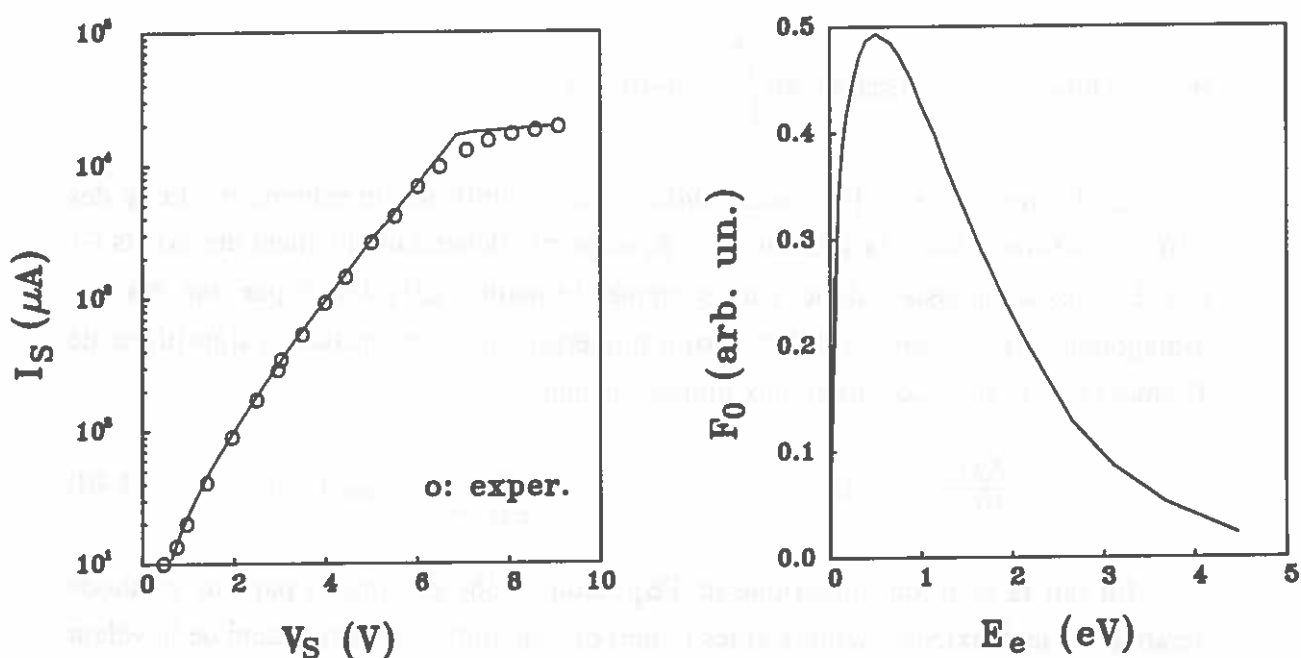


FIG. 3.3 Caractéristique de sonde de Langmuir (a) et FDEE (b) mesurées expérimentalement dans un tube fluorescent ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_{Ar}=400\text{Pa}$ et température du point froid 40°C) [Da-1]

Damelincourt a montré [Da-1] que les valeurs expérimentales de la FDEE peuvent être assez bien approximées, du moins pour des énergies inférieures à 6 ou 7 eV, par un fonction semi-empirique proposée par Howe et Allis [Hw-1]:

$$F_0(E_e) = \begin{cases} c\sqrt{E_e} \left[\exp \left\{ -\frac{E_0 - E_e}{k_B T_e} \right\} - 1 \right] & E_e \leq E_0 \\ 0 & E_e > E_0 \end{cases} \quad (3.42)$$

La valeur du paramètre de coupure peut être déterminée expérimentalement à partir de la caractéristique de la sonde. Damelincourt [Da-1] a trouvé pour un tube fluorescent classique la valeur $E_0 \approx 7.5$ eV.

La méthode de la sonde peut, en outre fournir des informations concernant la "température" et la densité électronique dans la décharge. Cependant, cette méthode a ses limites. Comme le soulignent Godyac et Lagushenko [Go-1], une part des limitations expérimentales est liée au "bruit" de la décharge. Dans le cas des lampes mercure-gaz rare ce bruit peut être important. Par ailleurs le fonctionnement de la sonde risque de changer durant la mesure à cause des modifications de l'état de sa surface. Ces deux problèmes conduisent à une déformation de la FDEE mesurée. En fait il est possible de s'affranchir d'une part de ces instabilités en utilisant la méthode dite de la "sonde fictive" mise au point dans notre laboratoire. Le nettoyage régulier des sondes permet par ailleurs de limiter les variations de l'état de surface. Il faut également tenir compte des limitations géométriques, parce qu'il est très difficile de fabriquer des sondes qui ne perturbent pas le milieu, surtout dans des tubes de très faible diamètre. Enfin il ne faut pas oublier que la relation (3.41) fait intervenir la dérivée seconde de la caractéristique et que le calcul numérique des dérivées secondes est souvent entaché d'incertitudes à cause de la dispersion des points expérimentaux.

III.4 RESULTATS ET DISCUSSION

Nous avons évalué la fonction de distribution en résolvant numériquement l'équation de Boltzmann en utilisant la méthode à deux termes que nous venons d'exposer dans le paragraphe III.2.3. Le principal avantage de cette méthode par rapport à l'ensemble des méthodes disponibles est d'inclure la totalité des processus importants intervenant dans la décharge mercure-gaz rare basse pression. Nos calculs se rapportent aux situations suivantes:

- Diamètre du tube: 36 mm;
- Courant électrique: 400 mA;
- Pression de vapeurs saturantes de mercure allant de 0.17 Pa à 12.1 Pa, celles-ci correspondent à des températures du point froid de 20°C à 80°C respectivement;
- Pression du gaz rare: 400 Pa à 0°C;
- Nature du gaz rare: He, Ne, Ar, Kr, Xe et mélanges binaires Ar-Ne, Ar-Kr, Ar-Xe, ou ternaires Ar-Ne-Kr.

Dans nos calculs nous avons inclus les principaux processus collisionnels électron/atome ainsi que les processus atome/atome contribuant à l'apparition de nouveaux électrons dans la décharge:

- Ionisation directe du mercure: $\text{Hg} + e^- \rightarrow \text{Hg}^+ + 2e^-$ (a);
- Ionisation directe du gaz rare: $\text{GR} + e^- \rightarrow \text{GR}^+ + 2e^-$ (b);
- Ionisation par paliers du mercure: $\text{Hg}^* + e^- \rightarrow \text{Hg}^+ + 2e^-$ (c);
- Ionisation par paliers du gaz rare: $\text{GR}^* + e^- \rightarrow \text{GR}^+ + 2e^-$; (d);
- Ionisation de Penning pour l'argon uniquement: $\text{Ar}^{*m} + \text{Hg} \rightarrow \text{Ar} + \text{Hg}^+ + e^-$ (e);
- Ionisation par collisions mercure-mercure: $\text{Hg}^{*m} + \text{Hg}^{*m} \rightarrow \text{Hg} + \text{Hg}^+ + e^-$ (f),
ou: $\text{Hg}^{*m} + \text{Hg}^{*m} \rightarrow \text{Hg}_2^+ + e^-$ (g);
- Création des états excités (métastables ou non) du gaz rare et du mercure par collisions électroniques: $\text{GR} + e^- \rightarrow \text{GR}^* + e^-$, $\text{GR}^*j + e^- \rightarrow \text{GR}^{*k} + e^-$ (h),
 $\text{Hg} + e^- \rightarrow \text{Hg}^* + e^-$, $\text{Hg}^*j + e^- \rightarrow \text{Hg}^{*k} + e^-$ (i);
- Disparition des états métastables du mercure et d'argon sans émission d'électron secondaire: $\text{Ar}^{*m} + \text{Ar}^*j \rightarrow \text{Ar} + \text{Ar}^{*k}$ (j),
 $\text{Hg}^{*m} + \text{Hg}^*j \rightarrow \text{Hg} + \text{Hg}^{*k}$ (k),
 $\text{Hg}^{*m} + e^- \rightarrow \text{Hg}^*j + e^-$ (l);

les indices j et k symbolisent deux états excités radiatifs.

Les valeurs de la densité électronique ont été calculées à partir des résultats du modèle classique de Waymouth [Wa-2] et en supposant que la distribution radiale suit bien le profil de Bessel [Wi-1]. Les valeurs du champ électrique pour le cas des décharges Hg-Ar ont été obtenues à partir des résultats expérimentaux de Verweij [Ve-1]. Pour les autres gaz rares, nous avons utilisé les valeurs données par le modèle de Waymouth tout en tenant compte des valeurs récentes des données atomiques.

La relation (3.34) qui donne le taux d'ionisation effectif α_{eff} fait intervenir les rapports suivants: $n_{\text{m}}^{\text{Ar}}/n_e$ et $n_{\text{m}}^{\text{Hg}}/n_e$. Nous pouvons calculer ces valeurs en utilisant les équations de continuité des niveaux métastables à l'état stationnaire tout en négligeant la diffusion ordinaire des métastables:

$$n_e v_{\text{m}}^{\text{Ar}} - n_{\text{m}}^{\text{Ar}} v_{\text{P}}^{\text{Ar}} - n_{\text{m}}^{\text{Ar}} v_{\text{D}}^{\text{Ar}} = 0 \quad (3.43a)$$

$$n_e v_{\text{m}}^{\text{Hg}} - n_e v_{\text{em}}^{\text{Hg}} - n_{\text{m}}^{\text{Hg}} v_{\text{mm}}^{\text{Hg}} - n_{\text{m}}^{\text{Hg}} v_{\text{D}}^{\text{Hg}} = 0 \quad (3.43b)$$

où v_{m}^{Ar} et v_{m}^{Hg} sont les fréquences de collision pour la génération des états métastables par collisions électroniques (réactions (h) et (i)); v_{P}^{Ar} et $v_{\text{mm}}^{\text{Hg}}$ sont les fréquences de

disparition des états métastables par ionisation Penning (e) et par collisions inter-métastables (f) et (g); enfin les v_D^{Ar} , v_D^{Hg} et v_{em}^{Hg} correspondent aux fréquences de disparition des métastables par les réactions (j), (k) et (l) respectivement. Ainsi les rapports recherchés s'expriment sous la forme:

$$\frac{n_m^{Ar}}{n_e} = \frac{v_m^{Ar}}{v_P^{Ar} + v_D^{Ar}} \quad \text{et} \quad \frac{n_m^{Hg}}{n_e} = \frac{v_m^{Hg} - v_{em}^{Hg}}{v_{mm}^{Hg} + v_D^{Hg}} \quad (3.44)$$

Le terme J_{za}^{ion} qui intervient dans le deuxième membre de l'équation (3.24) peut s'exprimer aussi en fonction des rapports n_m^{Ar}/n_e et n_m^{Hg}/n_e et des fréquences de collision v_P^{Ar} et v_{mm}^{Hg} :

$$J_{za}^{ion} = \frac{n_m^{Ar}}{n_e} v_P^{Ar} \frac{\delta(v-v_{e1})}{v} + \frac{n_m^{Hg}}{n_e} v_{mm}^{Hg} \frac{\delta(v-v_{e2})}{v} \quad (3.45)$$

où $\delta(v-v_e)$ est la fonction de Dirac; v_{e1} la vitesse moyenne des nouveaux électrons issues des réactions entre les niveaux métastables du mercure, cette vitesse correspond à une énergie $0.13\text{eV} = [4.67\text{eV} (6^3P_0) + 5.46\text{eV} (6^3P_2)] - [10.43\text{eV} (Hg^+) + 9.57\text{eV} (Hg_2^+)]/2$; v_{e2} est la vitesse électronique correspondant au seuil de la réaction $Ar^*m + Hg \rightarrow Ar + Hg^+ + e^-$ ($\Delta E_e = 1.07\text{ eV}$).

Les valeurs des sections efficaces utilisées dans cette étude sont données dans le chapitre II.

Nous avons calculé la fonction de distribution en utilisant aussi une méthode multi-terme mise au point par Yousfi et al [Yo-2]. La figure 3.4 compare ces résultats avec les valeurs obtenues avec la méthode à deux termes, sans tenir compte des interactions Coulombiennes et inter-atomiques. Nous pouvons constater que l'accord est quasiment parfait pour la partie isotrope et la première anisotropie de la fonction de distribution. Ceci justifie l'utilisation ultérieure de la méthode à deux termes.

Nous avons comparé nos résultats numériques, dans le cas des décharges Hg-Ar, aux résultats expérimentaux de Damelincourt [Da-1], aux calculs de Winkler [Wi-1], à la fonction de Lagushenko et au modèle à deux groupes d'électrons. Enfin nous avons évalué la fonction de Lagushenko en montrant l'influence des divers termes qui interviennent.

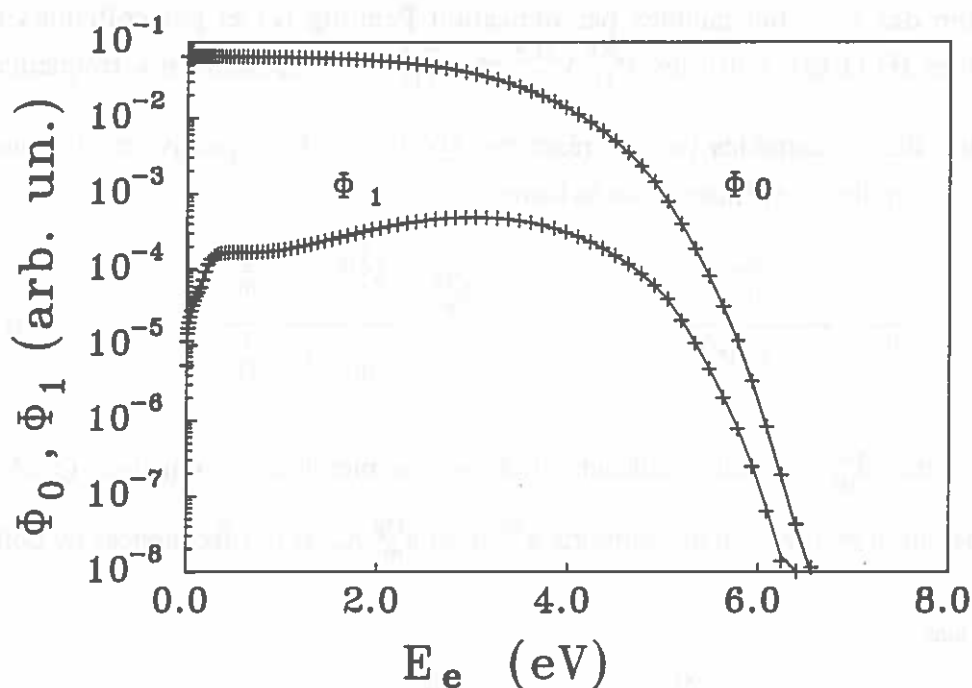


FIG. 3.4 *Partie isotrope (ϕ_0) et première anisotropie (ϕ_1) de la fonction de distribution dans le cas d'une décharge Hg-Ar ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$ et $T_{pf}=40^\circ\text{C}$), calculées par la méthode à deux termes (ligne continue) et par la méthode multi-termes (+).*

III.4.1 Comparaison de nos résultats avec la littérature

Nous avons effectué nos calculs pour le cas d'un tube fluorescent classique ($\varnothing 36\text{mm}$, $p_g=400\text{Pa}$ à 0°C , $T_{pf}=42^\circ\text{C}$ et $I=400\text{mA}$) afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux de Winkler [Wi-1]. Les figures 3.5a et 3.5b représentent nos calculs de la fonction de distribution en énergie F_0 , et ceux de Winkler. Nous pouvons constater que l'accord est quasiment parfait si on néglige les collisions entre les états métastables du mercure, car Winkler [Wi-1] n'a pas considéré ces processus. L'accord reste valable aussi bien en tenant compte des interactions Coulombiennes qu'en les négligeant. L'écart relatif à l'énergie moyenne calculée avec les deux FDEE dans le cas où les collisions Coulombiennes sont prises en compte, est inférieur à 1%.

La figure 3.6 représente la fonction de distribution en énergie calculée, pour une décharge Hg-Ar, $\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$ et $T_{pf}=42^\circ\text{C}$, en utilisant plusieurs méthodes d'approximations ainsi que nos calculs basés sur la résolution de l'équation de Boltzmann. Des comparaisons sont également effectuées avec les mesures expérimentales de Damelincourt [Da-1]. En fait une comparaison entre le calcul et les valeurs expérimentales pour des énergies supérieures à 6.5 eV n'est pas possible car Damelincourt a ajusté la fonction de Howe et Allis avec un paramètre de coupure à 7.5 eV sur ses résultats (cf §III.3). Zissis et Yousfi [Zi-3] ont effectué des comparaisons

similaires à une température du point froid de 40°C et leurs conclusions coïncident bien avec celles présentées ici.

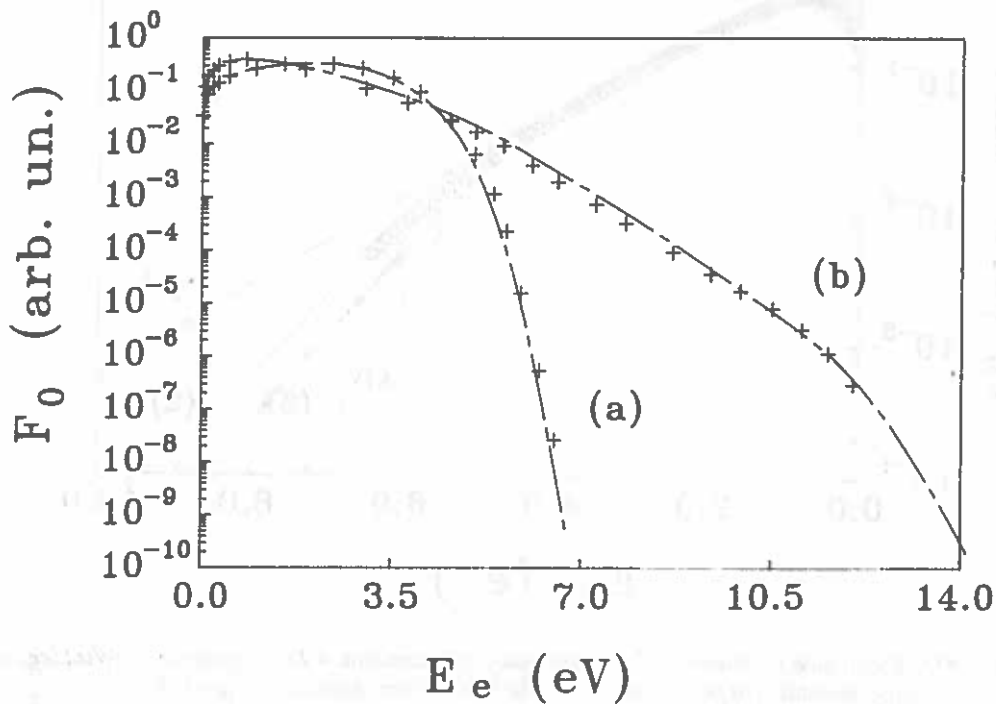


FIG. 3.5a Fonction de distribution en énergie dans le cas des décharges Hg-Ar ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$ et $T_{\text{pf}}=42^\circ\text{C}$), sans les interactions e^-e^- (courbe a), avec les interactions e^-e^- (courbe b). Les croix représentent les valeurs de Winkler et al [Wi-1].

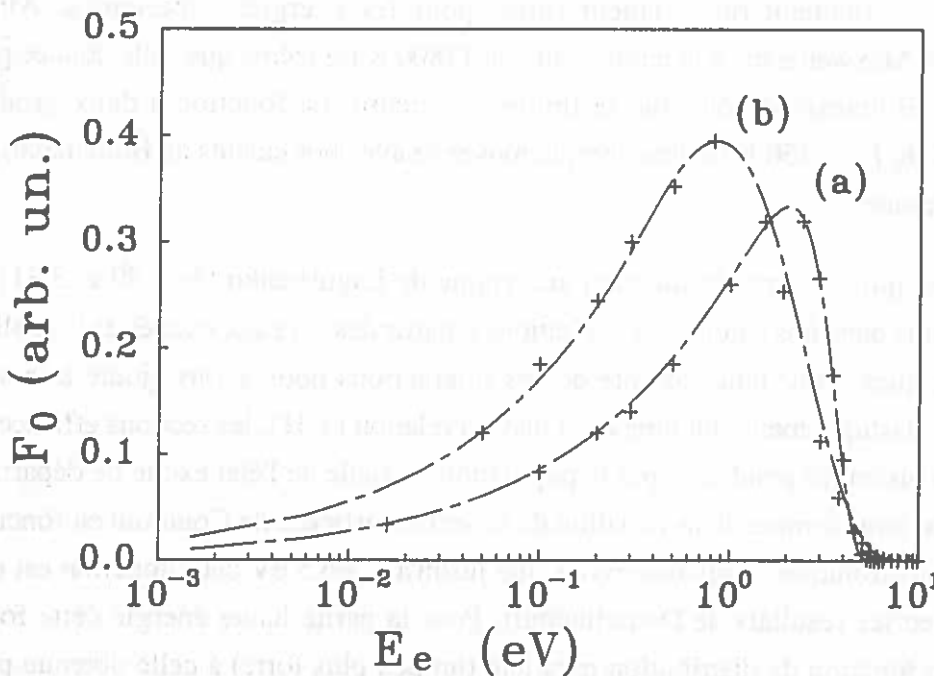


FIG. 3.5b Partie basse énergie de ϕ_0 dans la même situation que la figure 3.9a. Les valeurs de Winkler et al [Wi-1] sont représentées par les croix.

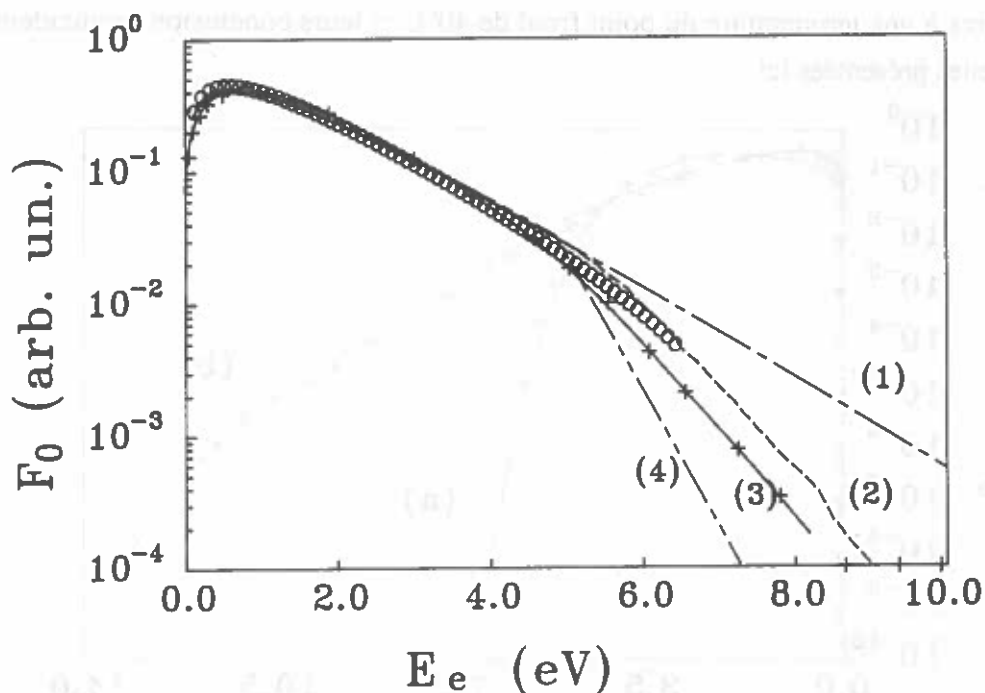


FIG. 3.6 *FDEE* calculée (1:Maxwell, 2:Lagushenko, 3:Boltzmann, 4:Deux groupes, +:Winkler) et expérimentale (o) pour le cas d'un tube fluorescent classique à $T_{pf}=42^{\circ}\text{C}$.

Nous constatons que tous les calculs sont en bon accord avec les valeurs expérimentales de Damelincourt, au moins pour la partie basse énergie ($E_e \leq 3$ eV). Les déviations deviennent relativement fortes pour les énergies supérieures. Ainsi, la distribution Maxwellienne à la température de 12800 K (la même que celle donnée par nos calculs de Boltzmann) constitue la limite supérieure. La fonction à deux groupes, à $T_{eb}=13500$ K $T_{et}=4750$ K (même énergie moyenne avec nos calculs de Boltzmann), est la limite inférieure.

En ce qui concerne la fonction analytique de Lagushenko (éq.3.30 et 3.31), nous avons inclus dans nos calculs les excitations à partir des niveaux excités et les collisions superélastiques. Pour tenir compte de ces interactions nous avons ajouté à la section efficace inélastique totale qui intervient dans la relation (3.31), les sections efficaces pour ces processus en les pondérant par la population partielle de l'état excité de départ. Nous avons aussi tenu compte de la variation de la section efficace de Coulomb en fonction de l'énergie électronique. Nous observons que jusqu'à $E_e \approx 6.5$ eV cette fonction est en bon accord avec les résultats de Damelincourt. Pour la partie haute énergie cette fonction donne une fonction de distribution parallèle (un peu plus forte) à celle obtenue par nos calculs de Boltzmann. De plus, il existe un écart relativement grand entre les résultats de Lagushenko et les valeurs obtenues par la résolution de l'équation de Boltzmann autour de 4 eV.

La figure 3.7 représente la fonction de Lagushenko comparée à la solution de l'équation de Boltzmann pour plusieurs températures du point froid. Les différences entre les deux courbes s'accroissent au fur et à mesure que la température du point froid diminue.

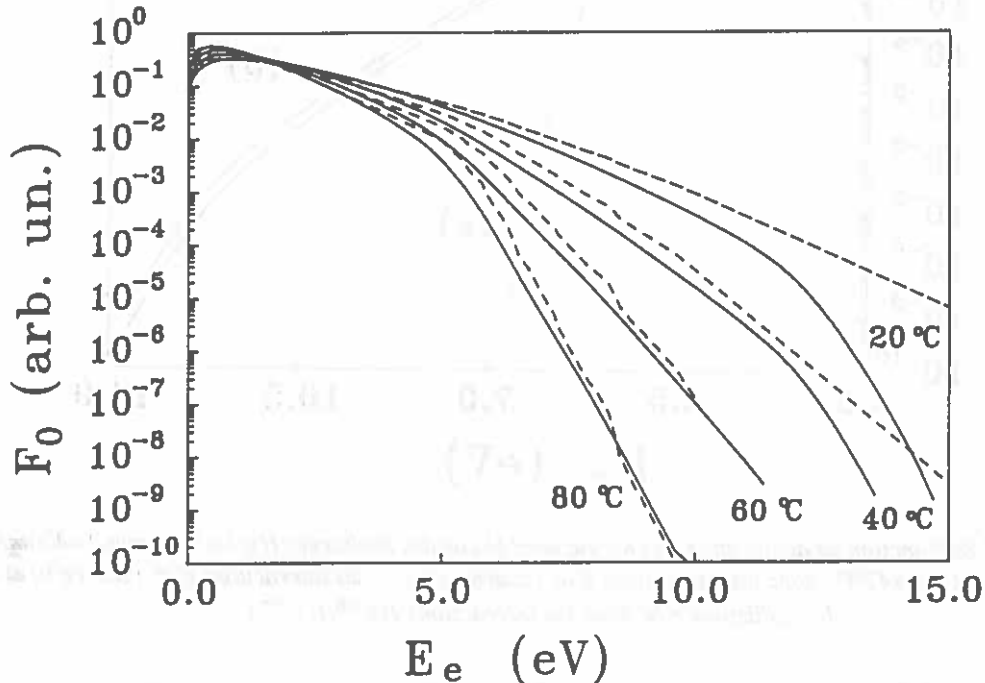


FIG. 3.7 Fonction de Lagushenko (---) et le calcul de Boltzmann (—) pour plusieurs températures du point froid.

III.4.2 Influence des processus collisionnels

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'effet des processus collisionnels sur la fonction de distribution. Pour cette étude nous allons nous limiter aux mélanges mercure-argon.

Tout d'abord, nos calculs montrent que les collisions électron-ion sont pratiquement négligeables car les densités des particules chargées restent faibles à cause du faible degré d'ionisation du plasma.

Les interactions Coulombiennes entre les électrons sont par contre loin d'être négligeables. Les figures 3.8a et 3.8b illustrent clairement l'influence de ces processus.

Bien entendu l'effet des interactions Coulombiennes est de "Maxwellianiser" la fonction de distribution: ceci signifie que pour les fortes valeurs de la densité électronique la FDEE tend vers une distribution Maxwellienne.

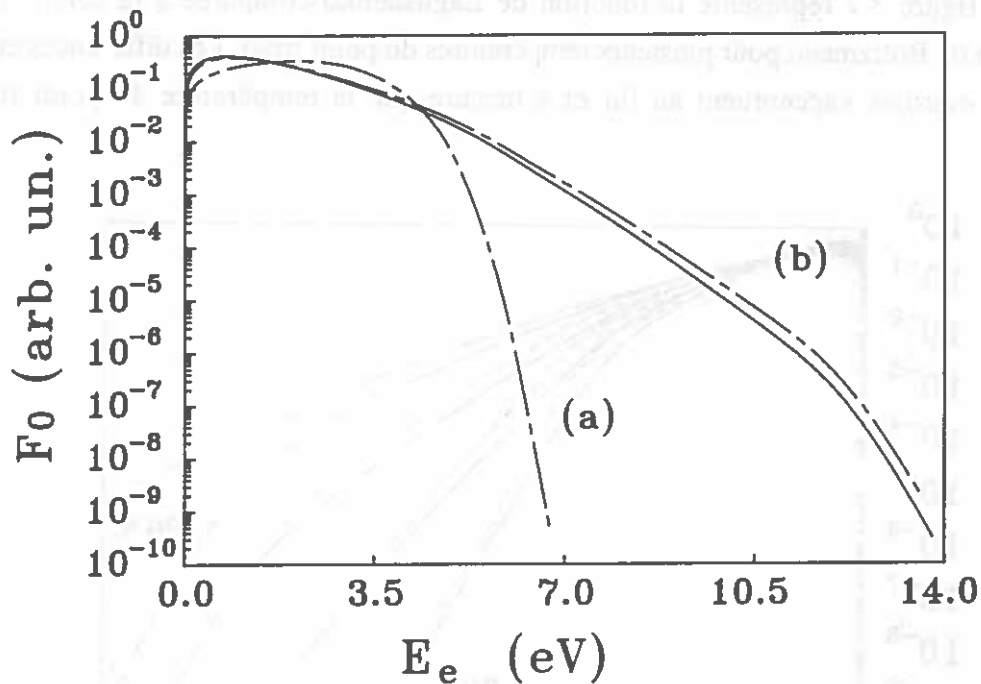


FIG. 3.8a Fonction de distribution en énergie dans le cas des décharges Hg-Ar ($\varnothing 36$ mm, $I=400$ mA, $p_g=400$ Pa et $T_{pf}=42$ °C), sans les interactions e^-e^- (courbe a), avec les interactions e^-e^- (courbe b) et avec les collisions e^-e^- plus les interactions Hg^{*m}/Hg^{*m} (—).

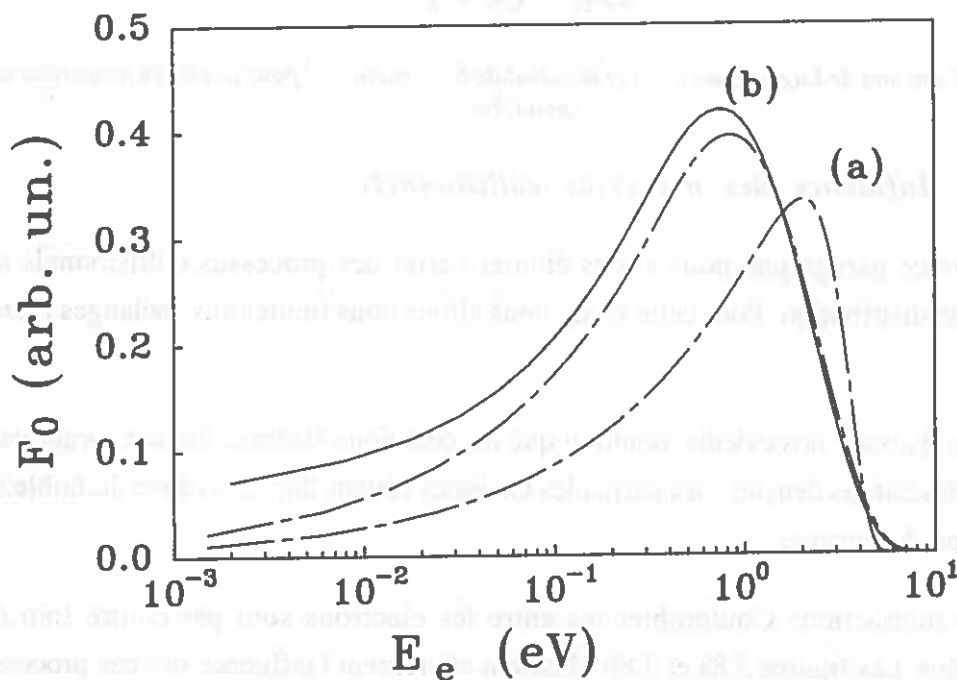


FIG. 3.8b Partie basse énergie de F_0 dans le même contexte que la figure 3.7a.

Sur les mêmes figures nous avons inclus les collisions Hg^{*m}/Hg^{*m} (réactions (f) et (g)). La différence absolue entre les deux courbes par rapport à l'énergie moyenne des électrons est de l'ordre de 0.1 eV, ce qui n'est pas négligeable devant une énergie

moyenne de 1.6 eV. Nous constatons d'une part, un appauvrissement de la partie haute énergie de la fonction de distribution dû à ces interactions. Ces processus obligent donc le système à s'éloigner de l'état de l'équilibre. D'autre part, on observe une légère augmentation du maximum de la fonction de distribution (Fig. 3.8b) ceci peut être expliqué par le fait que cette interaction génère des électrons d'énergie moyenne 0.13eV; ces électrons vont donc peupler le corps de la fonction de distribution ce qui entraîne une diminution de la température électronique. Comme la figure 3.9 le montre, l'effet des collisions de ce type diminue lorsque la température du point froid augmente. Cette diminution peut s'expliquer par la déplétion considérable de la partie haute énergie de la FDEE qui défavorise, à son tour la production des niveaux métastables.

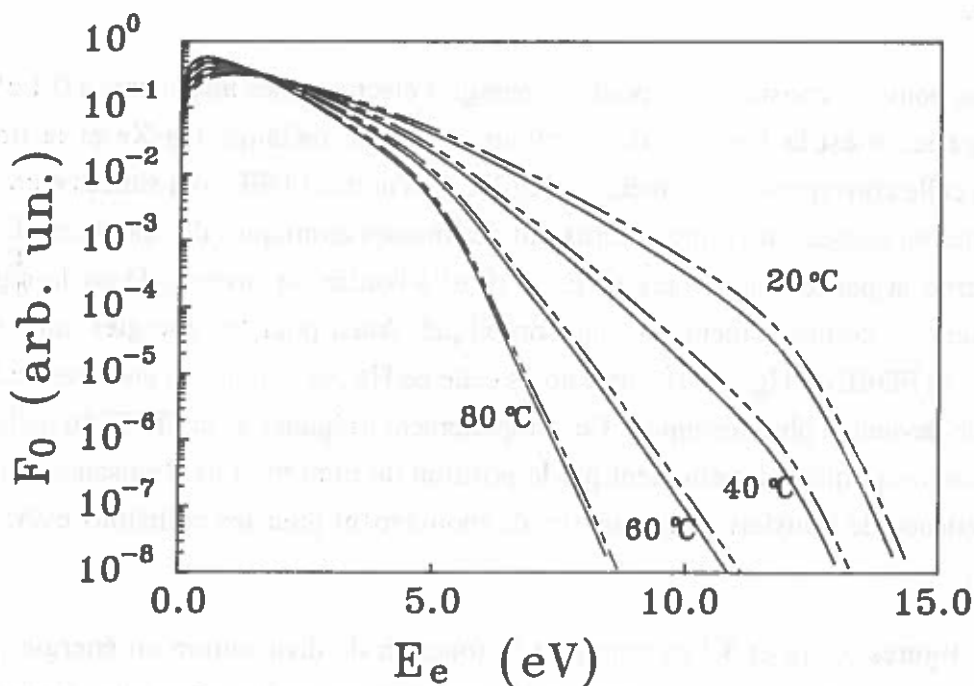


FIG. 3.9 Fonction de distribution en énergie dans le cas des décharges Hg-Ar ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$), sans les interactions $\text{Hg}^{*m}/\text{Hg}^{*m}$ (courbes pointillées) et avec ces interactions (courbes continues), pour plusieurs températures du point froid.

Nous avons aussi analysé l'influence de l'ionisation Penning (réaction (e)). Cette interaction est négligeable devant les interactions entre les états métastables du mercure. Il est évident que dans les cas que nous avons étudié, la température électronique n'est pas assez forte pour que la fraction d'argon, qui se trouve à l'état métastable (de seuil 11.5eV), soit assez grande. Bien entendu, dans les cas où la température électronique augmente (faible diamètre ou/et faible température du point froid) l'importance de l'effet Penning croît. Cet effet joue aussi un rôle critique pendant la phase de mise en régime de la décharge car il est responsable du transfert d'excitation vers le mercure en l'ionisant.

Un autre phénomène que nous avons étudié est l'ionisation par paliers du mercure (réaction (c)). Nos résultats nous indiquent que son influence reste faible tant que le rapport $[Hg^*]/[Hg]$ ne devient pas important (cas classique). Il cessera sans doute d'être négligeable dans le cas d'une forte excitation (par exemple dans les tubes de faible diamètre).

III.4.3 Influence du gaz rare

Les figures 3.10a et 3.10b représentent la partie isotrope de la fonction de distribution ϕ_0 pour des mélanges Hg-He, Hg-Ne, Hg-Ar, Hg-Kr et Hg-Xe. Plus précisément la figure 3.10b montre plus en détail la partie basse énergie de la fonction de distribution.

Nous pouvons constater que pour des énergies électroniques inférieures à 0.1 eV la limite supérieure est la fonction de distribution dans le mélange Hg-Xe et la limite inférieure celle correspondant au mélange Hg-He. Les autres FDEE sont situées entre ces deux limites en respectant l'ordre décroissant des masses atomiques des gaz rares. En ce qui concerne la partie haute énergie ($E_e > 10$ eV) l'ordre est inversé. Dans la région intermédiaire le comportement est plus compliqué. Ainsi pour les énergies autour du maximum, la FDEE de Hg-Ar est située après celle de Hg-Xe et pour les énergies de 5eV à 8 eV, elle devient la plus dépeuplée. Ce comportement irrégulier de la FDEE du mélange Hg-Ar peut s'expliquer partiellement par la position du minimum de Ramsauer pour la section efficace de transfert de la quantité de mouvement pour les collisions e^-/Ar (cf. §II.1.1.2).

Les figures 3.11a et 3.11b montrent la fonction de distribution en énergie pour quelques mélanges binaires entre l'argon et les gaz rares qui ont un comportement proche de ce dernier (la concentration des deux gaz rare est identique). Le tableau 3.1 montre l'influence du gaz rare sur la mobilité électronique, les pertes d'énergie par collisions élastiques et le coefficient d'ionisation totale (α_T/E). Afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux que nous obtenons dans un mélange classique Hg-Ar nous avons normalisé les valeurs par rapport à celles obtenues dans le cas des mélanges Hg-Ar. Nous donnons aussi dans le même tableau le pourcentage réel d'énergie qui va aux collisions élastiques, aux niveaux rayonnants du mercure (6^3P_1 et 6^1P_1) et aux niveaux métastables (6^3P_0 et 6^3P_2).

Les paramètres que nous avons choisis de montrer dans le tableau 3.1 peuvent d'ores et déjà nous donner une idée sur la production du rayonnement utile (raie 253.7nm) et sur la redistribution de l'énergie électrique dans la décharge. Cependant un modèle plus complet incluant la cinétique de toutes les espèces importants présentes dans

la décharge est nécessaire pour obtenir des résultats plus précis. Ce modèle est présenté dans le chapitre IV.

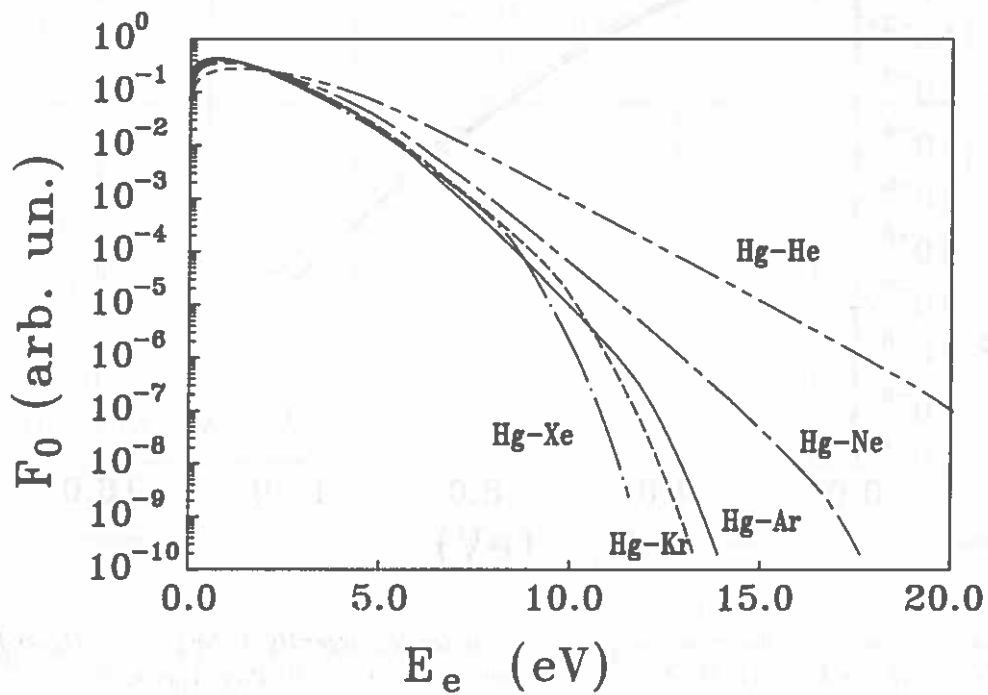


FIG. 3.10a Fonction de distribution en énergie dans le cas des décharges Hg-He, Hg-Ne, Hg-Ar, Hg-Kr, Hg-Xe ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$ et $T_{pf}=40^\circ\text{C}$).

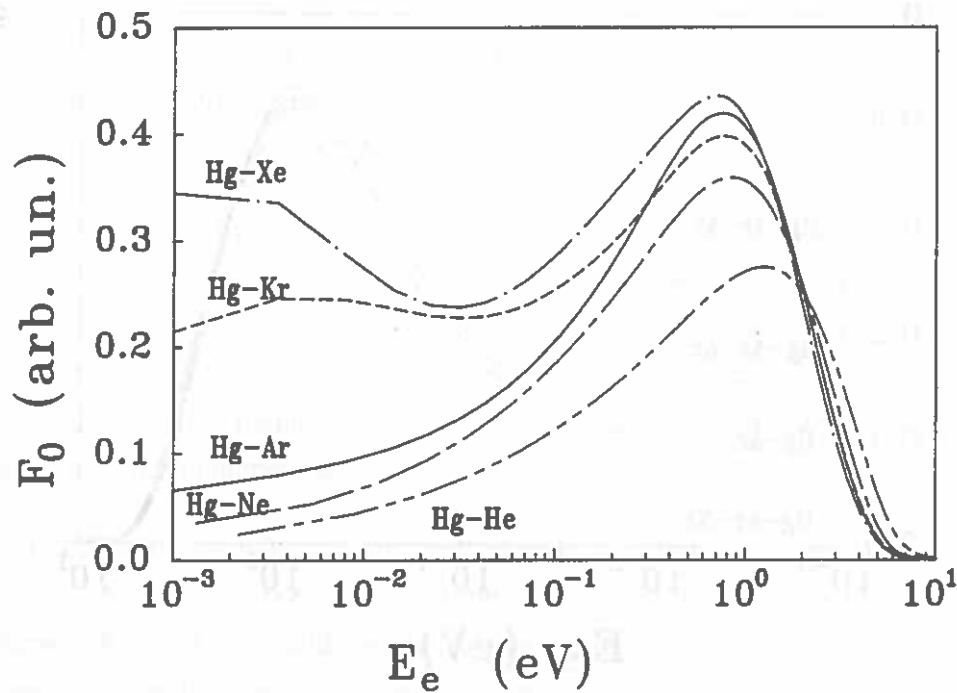


FIG. 3.10b Corps de la fonction de distribution en énergie dans le cas des décharges Hg-He, Hg-Ne, Hg-Ar, Hg-Kr, Hg-Xe ($\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_g=400\text{Pa}$ et $T_{pf}=40^\circ\text{C}$).

valeurs 0.05 et 0.4 et elle devient rapide entre 0.4 et 1. La faible variation de la FDEE qu'on observe autour de la valeur 0.2 nous permet d'affirmer que le choix du rapport en question n'est pas critique dans le région qui nous intéresse.

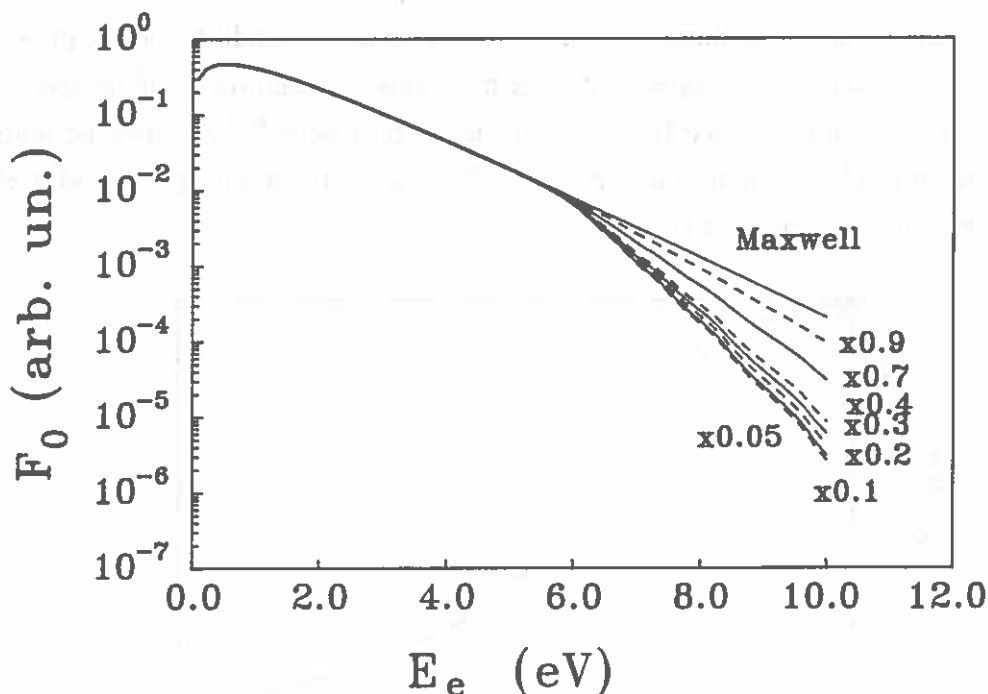


FIG 3.14 Influence du terme $n(^3P)/nB(^3P)$ sur la fonction de distribution.

Noter que la racine carré, qui intervient dans la forme mathématique de la relation (3.31), ne nous permet pas de l'appliquer aux milieux où il y a surpopulation des niveaux 6^3P par rapport à Boltzmann car nous risquons l'apparition d'une valeur négative sous la racine.

Le terme $(E/N)^2(u/3Q_{tot}(u))$ de la relation (3.31) rend compte de l'effet des collisions inélastiques et de l'existence du champ électrique. Etant donné que ce terme se trouve au dénominateur de la relation (3.31), il est évident qu'en augmentant son poids la fonction de Lagushenko tendra vers la fonction de Maxwell. A noter que ce terme est proportionnel au champ électrique et qu'il est inversement proportionnel à la section efficace inélastique totale. L'effet du champ électrique est d'accélérer les électrons lents en contribuant ainsi au peuplement de la partie haute énergie de la FDEE. Le terme des collisions inélastiques à un effet antagoniste, il dépeuple la queue de la FDEE. La figure 3.15 indique l'influence du terme $(E/N)^2(u/3Q_{tot}(u))$. Nous constatons que son influence devient non négligeable quand la valeur devient 20 fois plus grande que dans la situation normale. Des valeurs 500 fois plus fortes poussent la fonction vers une Maxwellienne. Nous pouvons donc, affirmer que dans les cas qui nous concernent l'influence de ce terme est très faible devant celle des autres termes.

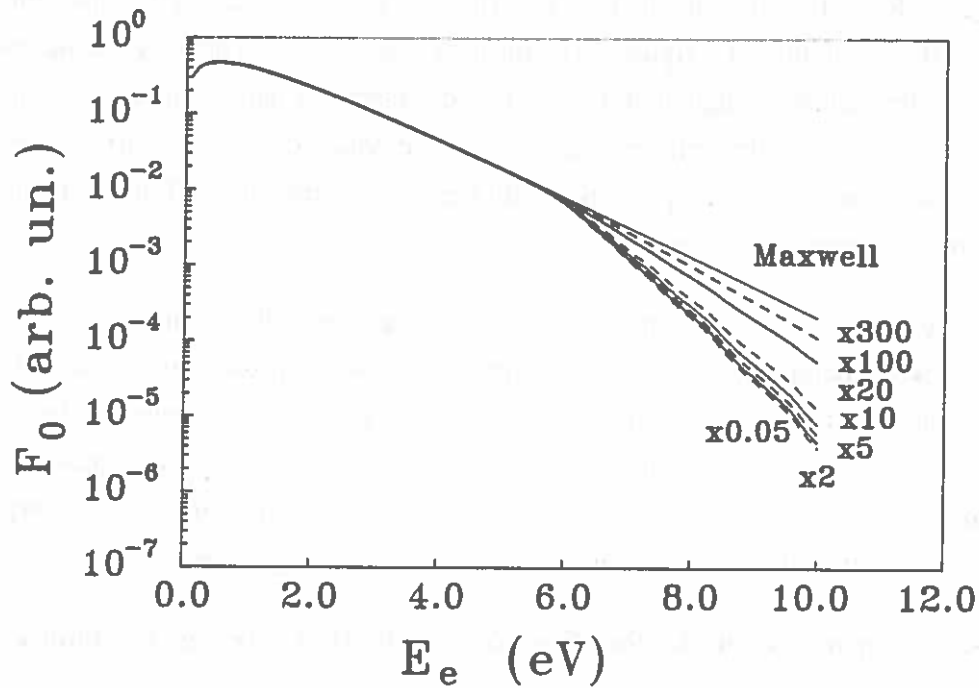


FIG. 3.15 Influence du terme de champ électrique sur la fonction de distribution de Lagushenko.

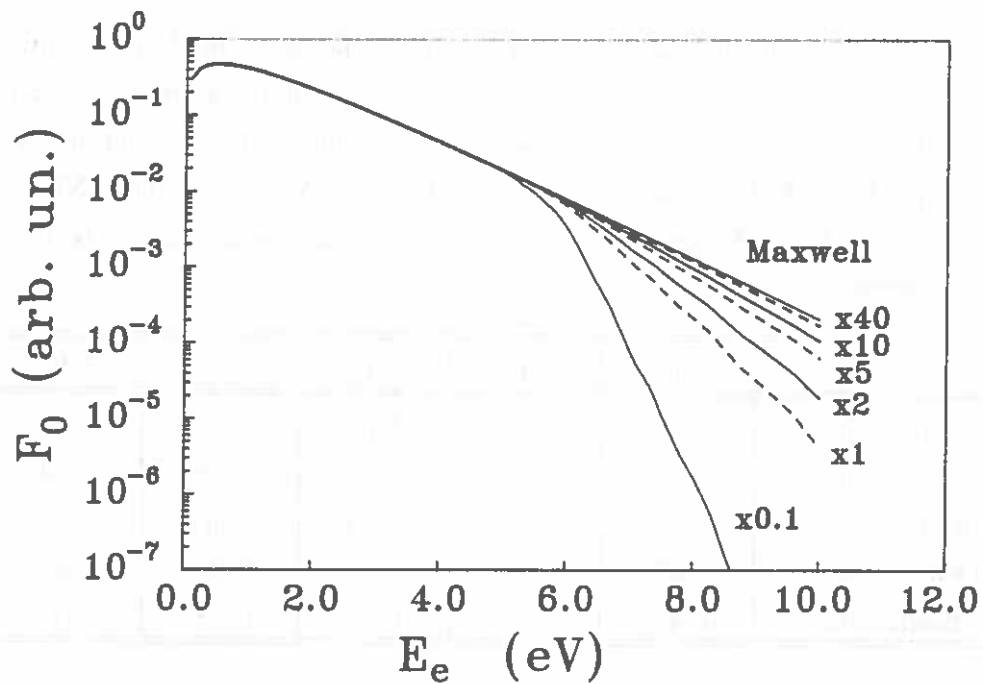


FIG. 3.16 Influence du terme d'interactions Coulombiennes sur la fonction de distribution de Lagushenko.

Le dernier terme que nous avons à étudier est le terme $2u_e Q_e^* (n_e/N)$ qui rend compte des collisions électron/électron. Nous avons déjà dit dans le paragraphe §III.1.1 que les

collisions de ce type jouent un rôle déterminant dans la "maxwelliennisation" de la fonction de distribution. La figure 3.16 confirme que si le poids de ce terme augmente, et ceci peut être réalisé en augmentant la fraction des électrons dans le plasma, la fonction de distribution tend rapidement vers la fonction de Maxwell. Après certain nombre de calculs, nous avons constaté que le poids du terme Coulombien est 10 fois plus important que le poids du terme de champ.

Nous avons donc vu, dans ce paragraphe que la FDEE obtenue par la relation de Lagushenko dépend de plusieurs paramètres qui, si on les ajuste, peuvent la transformer en une fonction paramétrique gardant un sens dynamique. Etant donnée que le résultat de la pondération est parfaitement prévisible par les aspects physiques du problème, nous pourrons l'utiliser afin d'obtenir un meilleur accord entre nos modèles et l'expérience lorsque les incertitudes sur les sections efficaces seront très grandes.

III.4.5 Influence de la fonction de distribution sur les paramètres de la décharge

Dans ce paragraphe nous nous sommes intéressés à l'influence de la fonction de distribution sur les taux de réaction et sur certains coefficients de transport.

Nous avons constaté [Zi-3] que la forme de la fonction de distribution peut influencer sérieusement le calcul des taux de réaction. Comme exemple nous donnons dans le tableau 3.2 les rapport entre des valeurs de certains taux de réaction à partir du fondamental $\text{Hg}(6^1\text{S}_0)$, calculées avec des FDEE non-Maxwelliennes (NM) et ceux calculés avec une FDEE Maxwellienne (M). Cet exemple correspond à un tube fluorescent classique fonctionnant à $T_{\text{pf}}=40^\circ\text{C}$.

Tableau 3.2

	6^3P_0	6^3P_1	6^3P_2	6^1P_1	7^3S_1
Maxwell	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
Lagushenko	0.75	0.85	0.25	0.16	0.04
Allis-Damelincourt	0.34	0.79	0.01	0.001	***
Deux groupes	0.47	0.55	0.08	0.05	0.01
Boltzmann	0.47	0.53	0.17	0.13	0.04

Nous pouvons observer qu'il existe une très forte dépendance du rapport $z_{\text{NM}}/z_{\text{M}}$ vis à vis de la fonction de distribution. La différence relative des valeurs de taux de réaction calculées avec une FDEE non-Maxwellienne par rapport à celles qui correspondent à une Maxwellienne peut atteindre 100% si ce rapport devient très faible. Afin de mieux comprendre les déviations en fonction de la FDEE pour un processus donnée il est utile d'établir une relation entre le seuil de réaction et l'amplitude de la section efficace d'une

part et la position de la partie haute énergie de la FDEE (queue) d'autre part. Cette forte dépendance peut s'expliquer du fait que la valeur du taux de réaction dépend essentiellement de la surface d'intersection de la FDEE avec la section efficace d'excitation du niveau considéré. Dans les paragraphes précédents nous avons vu que l'accord entre la fonction de Lagushenko et les calculs de Boltzmann était satisfaisant dans la région des grandes énergies, pour cette raison nous observons ici un meilleur accord entre les résultats donnés par ces deux distributions pour des transitions présentant des seuils élevés (6^3P_2 , 6^1P_1 et 7^3S_1). On peut noter que la fonction expérimentale de Allis-Damelincourt présente par définition une coupure à 7.5eV et ceci explique les déviations qui apparaissent dans le tableau pour les fortes énergies.

La figure 3.17 montre les déviations relatives des valeurs des sections efficaces calculées en utilisant pour la FDEE des formes non-Maxwelliennes par rapport aux valeurs calculées avec une Maxwellienne, ceci en fonction de l'énergie de la réaction.

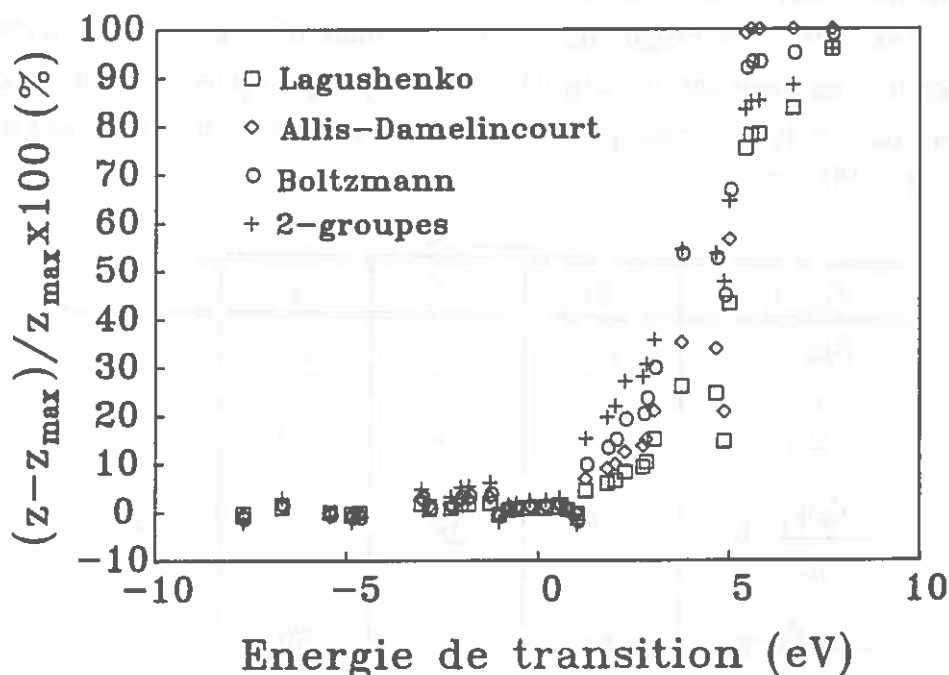


FIG 3.17 Différences relatives des taux de réactions calculés avec des FDEE non-Maxwelliennes par rapport à ceux calculés avec une Maxwellienne. (Basse pression, $\varnothing 36\text{mm}$, $I=400\text{mA}$, $p_{Ar}=400\text{Pa}$, $T_{pf}=40^\circ\text{C}$)

La région des énergies positives correspond aux transitions directes entre les niveaux (excitations et ionisations) alors que la région négative correspond aux processus inverses (collisions superélastiques). Nous constatons la faible dépendance vis à vis de la FDEE des taux de réactions pour les processus superélastiques (inférieur à 5%). Ceci est dû au fait que le seuil de réaction est nul et que l'amplitude des sections efficaces est supérieure à celle des sections efficaces pour les processus directs. Autrement dit ces

processus dépendent du corps de la FDEE qui est pratiquement le même dans toutes les approximations. Cependant, les déviations augmentent considérablement avec l'énergie de la réaction.

Nous pouvons dire d'une part que la fonction de distribution de Maxwell qui est souvent utilisée dans la littérature (Waymouth [Wa-2], Cayless [Ca-1]) consacrée à la modélisation des tubes fluorescents, peut être responsable des déviations entre les calculs et les valeurs expérimentales à moins que les sections efficaces n'aient justement été ajustées [Ke-1] pour cette approximation. D'autre part, le choix de la FDEE doit se faire très attentivement afin d'éviter des erreurs systématiques sur le calcul des taux de réaction. En principe la méthode la plus rigoureuse est la résolution de l'équation de Boltzmann.

Finalement en utilisant nos "calculs de Boltzmann" nous avons évalué l'influence de l'effet des collisions entre les niveaux métastables du mercure sur la mobilité électronique, la température électronique (calculée à partir de l'énergie électronique moyenne) et la fréquence d'excitation des niveaux résonants du mercure (6^3P_1 et 6^1P_1). Le tableau 3.3 résume nos résultats pour une décharge Hg-Ar classique, pour plusieurs températures du point froid (dans ce tableau nous présentons la variation des divers paramètres due aux collisions Hg^*m/Hg^*m).

Tableau 3.3

T_{df} (°C)	20	42	60	80
$\frac{\Delta\mu_e}{\mu_e}$ (%)	1.2	2.2	2.8	4.0
$\frac{\Delta T_e}{T_e}$ (%)	7.5	6.5	5.3	3.0
$\frac{\Delta V_{6^3P_1}}{V_{6^3P_1}}$ (%)	29	28	27	23
$\frac{\Delta V_{6^1P_1}}{V_{6^1P_1}}$ (%)	52	51	50	41

IV. BASSE PRESSION - LE MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF

LA DECHARGE électrique, établie dans des enveloppes cylindriques de l'ordre du cm de diamètre contenant un mélange de quelques 10^2 Pa de gaz rares avec quelques 10^{-1} Pa de vapeur de mercure présente une très bonne efficacité de conversion de l'énergie électrique en rayonnement ultra-violet (plus de 65%). C'est cette propriété qui a permis une seconde conversion, à l'aide des luminophores, de l'ultra-violet en visible dans des conditions économiques. Cette double conversion autorise une grande souplesse (par des mélanges convenables de luminophores) dans le choix de la teinte et des propriétés chromatiques de ces sources.

L'efficacité de la conversion est en particulier liée à la température très supérieure du nuage électronique par rapport à celle du gaz, cette valeur élevée de la température électronique permet d'obtenir une excitation sélective des états 6^3P du mercure.

La propriété de ces sources de produire du rayonnement ultra-violet est également utilisée dans des applications industrielles plus spécialisées (stérilisation, traitement des eaux, etc).

Grâce à leur grande durée de vie et à leur faible consommation d'énergie on a cherché à utiliser les lampes fluorescentes pour l'éclairage domestique, ceci demande en pratique un "compactage" de la lampe pour obtenir une source plus ponctuelle. Malheureusement cette densification de l'énergie s'accompagne presque inévitablement d'une thermalisation plus grande et détruit les avantages propres à ce type de lampe. Divers moyens ont été tentés pour maintenir une température élevée. Un des moyens utilisé est d'augmenter les pertes des paires électron-ion pour obliger le milieu à produire plus d'électrons et, par ce biais, augmenter la température électronique.

Dans ce chapitre nous allons exposer brièvement le principe de fonctionnement d'une décharge mercure-gaz rare basse pression et nous allons présenter l'influence de quelques paramètres important sur la production du rayonnement ultra-violet à 254 nm. Nous établirons ensuite les équations qui régissent le fonctionnement de ces tubes puis nous introduirons et justifierons les hypothèses qui nous permettront de simplifier ces équations et de modéliser la décharge.

Avant de passer à la présentation et à l'exploitation de notre modèle, nous présenterons un modèle établi par Waymouth dans le but de précalculer les caractéristiques des lampes industrielles cylindriques courantes. Donnons tout d'abord une description un peu plus complète de ces sources.

IV.1 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

La structure d'un tube fluorescent classique est donnée schématiquement par la figure 4.1. La lampe la plus courante (40 W puis 36 W) consiste initialement en un tube cylindrique en verre de diamètre 38 mm ou 26 mm (diamètre interne de 36mm ou 24 mm) et de longueur 1.2 m, une poudre fluorescente ou luminophore (d'où le nom "tube fluorescent") recouvre la paroi cylindrique. Deux électrodes chaudes fixées aux extrémités du cylindre assurent le passage du courant électrique du conducteur métallique au conducteur gazeux.

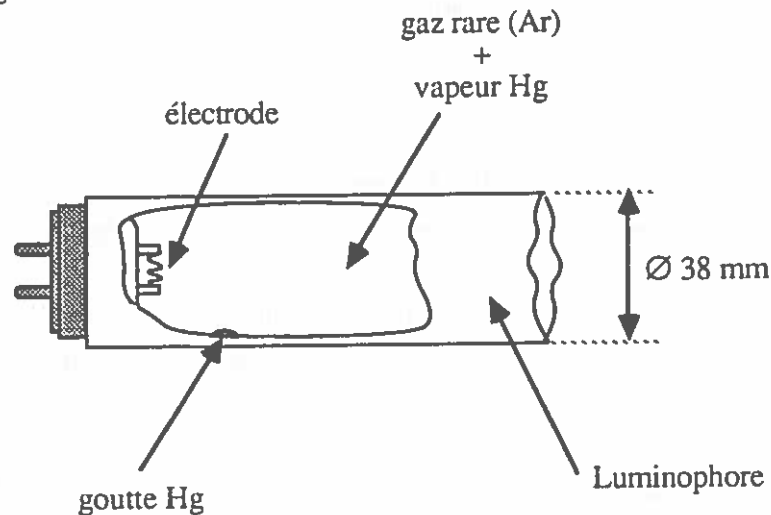


FIG. 4.1 Tube fluorescent classique

La lampe est alimentée par le réseau 220V (50 Hz) sous un courant de 400 mA à l'aide d'un circuit électrique qui contient un ballast selfique nécessaire pour la limitation du courant et aussi pour l'amorçage de la décharge. Dans le tube on introduit une petite quantité de mercure (quelques mg) qui se condense sous forme d'une gouttelette sur la paroi à l'endroit le plus froid, appelé le "point froid" du tube. Le tube est rempli d'un gaz tampon, argon sous 400 Pa dans les lampes de 40W, krypton 73%-argon 27% dans les lampes de 36W.

Le mercure en phase gazeuse est sous pression de vapeur saturante. La pression du mercure est donc fonction de la température du point froid. La figure 4.2 indique la pression de vapeur saturante en fonction de la température du point froid. Ainsi dans le

tube existe à tout moment un mélange gazeux de gaz rare sous quelques 10^2 Pa (100 à 500) et du mercure, la fraction de mercure est de l'ordre de 10^{-3} .

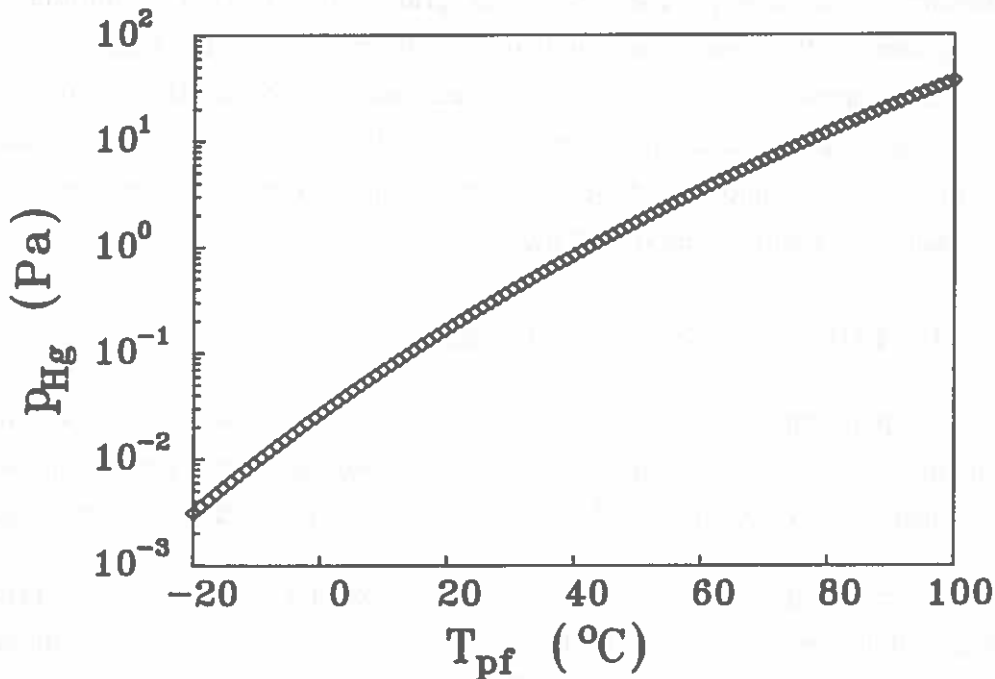


FIG. 4.2 Pression de vapeur saturante du mercure en fonction de la température du point froid, selon la référence [Ne-1].

Le gaz tampon est choisi de façon à former avec le mercure un mélange de Penning. Ainsi, pendant la phase d'amorçage, les atomes de gaz rare qui se trouvent dans des états excités métastables peuvent communiquer (par collisions inélastiques) leur énergie aux atomes du mercure. Le mercure s'ionise et, étant donné son potentiel d'ionisation nettement inférieur à celui du gaz tampon, c'est lui qui en définitive va assurer la production d'électrons dans la décharge. Par conséquent la température électronique, très élevée pendant la phase d'amorçage, va baisser autour de 12000 K. Elle ne sera plus alors suffisante pour exciter ou ioniser le gaz rare. La densité électronique est, en gros, fixée par le courant imposée par le circuit externe car la mobilité électronique dans le gaz tampon varie peu. Le nombre de collisions élastiques est insuffisant pour thermaliser le milieu et la température du gaz atomique restera inférieure à celle du nuage électronique ($T_g \ll T_e$).

Comme nous l'avons dit, une très grande partie de l'énergie électrique est alors canalisée vers l'excitation des trois niveaux 6^3P du mercure. Ces trois niveaux atomiques se situent à des énergies très voisines (4.46 eV, 4.87 eV et 5.41 eV) et ils sont fortement couplés. Le niveau 6^3P_1 est seul capable de se désexciter radiativement (la durée de vie des deux niveaux métastables (supposés isolés) est de l'ordre de la seconde, cf. §II.2.2.3). Donc l'énergie accumulée provisoirement sur ces niveaux aura de très

fortes chances d'être libérée sous forme de rayonnement ultra-violet correspondant à la raie 253.7 nm. Etant donnée que la raie 253.7 nm est une raie de résonance la probabilité d'emprisonnement de ces photons est assez grande (cf.§II.3). Les photons qui réussissent à sortir de la décharge excitent la poudre fluorescente qui émet dans le visible. L'efficacité de la production de photons à 253.7 nm pour un tube de 40 W est de l'ordre de 60%, l'efficacité de production du rayonnement visible dépend beaucoup de l'efficacité de conversion du luminophore et de ses longueurs d'ondes d'émission, pour les lampes linéaires actuelles on atteint 92 lm/W à 95 lm/W.

IV.2 INFLUENCE DES PARAMETRES

Dans ce paragraphe nous allons utiliser un modèle élémentaire sans insister beaucoup sur la validité des hypothèses. Ce modèle nous permettra de tirer quelques indications qualitatives concernant l'influence des principaux paramètres de la décharge.

Nous supposons que la décharge est alimentée en courant continu et qu'elle a atteint son régime stationnaire. Nous réduisons le diagramme d'énergie du mercure à 3 niveaux: fondamental (g), résonance (r), ionisation (i). Nous réunissons donc dans (r) les trois niveaux 6^3P fortement couplés. Les distributions radiales des électrons et de l'état r sont supposées paraboliques avec des densités au centre respectivement égales à n_{e0} et n_{r0} .

Le seul processus susceptible de créer des électrons est l'ionisation à partir des niveaux 6^3P (en réalité le niveau 6^3P_2 est prépondérant pour ce phénomène). Nous admettons que la recombinaison volumique est négligeable et que le seul processus de perte pour les paires électron-ion est la diffusion ambipolaire suivie de la recombinaison aux parois. La condition de stationnarité impose que la production des paires électron-ion soit égale aux pertes:

$$D_a \nabla^2 n_e = \left(\frac{C_1}{R}\right)^2 n_{e0} = z_{ri}(T_e) n_{e0} n_{r0}(T_e) \quad (4.1)$$

Dans la colonne positive existe un champ électrique axial E et la puissance électrique apportée par unité de longueur à la colonne positive est EI , nous supposons que cette énergie est totalement convertie en rayonnement U.V. à 254 nm. L'équation de conservation d'énergie s'écrit alors sous la forme:

$$EI = P_{254} = C_2 h\nu R^2 \frac{n_{r0}}{\tau_r^*} \quad (4.2)$$

où le temps de vie effectif est en première approximation égal à $\tau_r/n_g R$; τ_r étant ici le temps de vie propre du niveau r. En comparant les expressions précédentes on obtient:

$$\frac{D_a}{EI} = C_3 z_{ri}(T_e) \tau_r^* \quad (4.3)$$

Le taux de transition $z_{ri}(T_e)$ est une fonction rapidement croissante de T_e qui, pour un intervalle de température limité, peut s'écrire $z_{ri}(T_e) = C_4 T_e^n$ avec $n=7-8$; les C_i représentent des constantes de proportionnalité.

En tenant compte de la relation qui lie D_a à μ_i , T_e , et à la pression p^{GR} de gaz rare

$$D_a = \frac{\mu_{io}^{Hg} p_o^{GR}}{k_B T_e p^{GR}} \quad (4.4)$$

on obtient une estimation simple de T_e :

$$T_e = \left\{ C_5 \frac{\mu_{io}^{Hg} p_o^{GR}}{p^{GR} EI} \frac{1}{\tau_r^*} \right\}^{1/n-1} \quad (4.5)$$

IV.2.1 Influence de la pression de vapeur du mercure et du rayon du tube.

On observe qu'à puissance constante, T_e augmente si la pression de gaz rare diminue ou si l'emprisonnement du rayonnement diminue (c'est à dire si le produit $n_g R$ diminue).

La pression du mercure dans la décharge est la pression de vapeur saturante fixée par la température du point froid du tube. Pour des températures basses la pression de vapeur et l'emprisonnement sont faibles mais le peuplement du niveau r est limité (n_g petit), par ailleurs la température électronique étant importante on augmente les pertes par collisions élastiques et on favorise le peuplement des niveaux haut (du diagramme réel). Les conditions d'obtention d'un rayonnement ultra-violet intense ne sont pas réalisées.

De la même façon si la pression de mercure augmente trop, l'emprisonnement du rayonnement est tel que la température électronique diminue rapidement, ce qui limite l'augmentation du peuplement du niveau r . Par ailleurs la probabilité de désexcitation par collisions de seconde espèce est augmentée (T_e diminue, n_r augmente).

Au total il existe une valeur particulière de la pression (ou plus exactement du produit $n_g R$) telle que la production du rayonnement soit optimale. En première approximation R joue un rôle similaire à n_g .

IV.2.2 Pression et nature du gaz tampon

Etant donnée que le gaz tampon régle les pertes des paires électron-ion et contrôle aussi la fraction de l'énergie perdue par collisions élastiques, il est évident que son rôle est très important dans la décharge.

Ainsi pour un gaz tampon donné, l'augmentation de sa pression partielle provoquera une diminution des pertes des paires électron-ion par diffusion ambipolaire et donc une diminution de la température électronique (les phénomènes sont plus complexes quand on prend en compte l'ionisation du gaz rare). A noter que Verweij [Ve-1] a montré expérimentalement que ce raisonnement est valable dans une gamme limitée de pression, car comme le montre la figure 4.3 la température électronique reste pratiquement constante pour de très faibles et de très fortes valeurs de la pression du gaz rare.

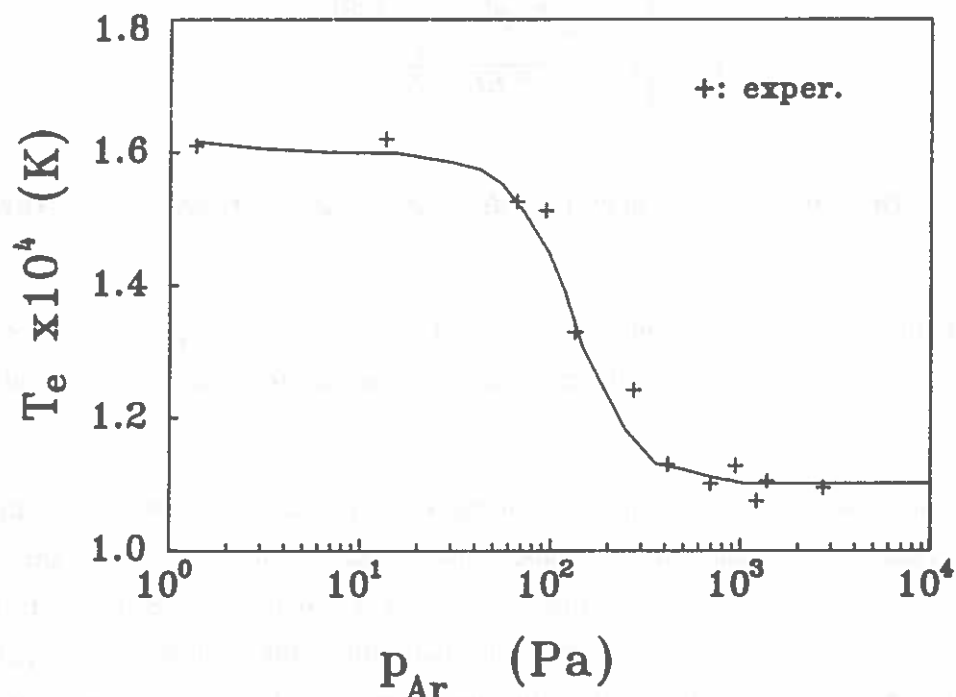


FIG. 4.3 Dépendance de la température électronique en fonction de la pression du gaz tampon dans un tube de 36 mm de diamètre pour une température du point froid de 40°C, selon Verweij [Ve-1].

La nature du gaz tampon conditionne également la mobilité électronique et ionique dans la décharge ainsi que l'importance des pertes électroniques.

IV.2.3 Courant électrique

La densité électronique dans le plasma est sensiblement proportionnelle au courant électrique. Donc en augmentant le courant, la croissance de la densité électronique provoquera tout d'abord une augmentation du nombre des collisions qui conduisent à

l'état rayonnant. La population du niveau augmente et donc la production du rayonnement croît.

Une augmentation supplémentaire de la densité électronique se traduira par une croissance des pertes par collisions élastiques. Le milieu va être chauffé et donc nous avançons vers une thermalisation, l'état du milieu se déplace vers l'état d'équilibre et l'efficacité de production du rayonnement décroît.

Ceci peut également se déduire du modèle précédent.

IV.3 MODELISATION

Par suite de leur grand intérêt commercial les tubes fluorescents classiques ont été beaucoup étudiés à la fois expérimentalement et théoriquement. Chronologiquement, nous pouvons distinguer les travaux de Kenty [Ke-1], Verweij [Ve-1] sur le plan expérimental et les travaux de Waymouth et Bitter [Wa-2] puis Cayless [Ca-1] en ce qui concerne la modélisation.

Aujourd'hui, après une longue interruption, les études sur les tubes fluorescents gagnent l'intérêt des chercheurs à la fois industriels et universitaires. L'axe des travaux s'est tourné vers une modélisation plus détaillée de la décharge.

Nous avons déjà vu (chapitre I) que les décharges mercure-gaz rare basse pression correspondent à des situations très éloignées de l'équilibre thermodynamique local, et que la fonction de distribution (cf. §III.1.1) n'est plus Maxwellienne, surtout dans sa partie haute énergie. Il s'agit donc d'une situation dont l'étude doit être basée sur un modèle Collisionnel-Radiatif (C.R.).

Bien que la conception d'un modèle C.R. soit plutôt simple, sa réalisation est souvent difficile à cause du grand nombre de phénomènes qui interviennent. Ces phénomènes nombreux nécessitent un grand volume de données de base ainsi que des méthodes numériques efficaces pour le traitement d'un nombre important d'équations souvent fortement couplées entre elles. Nous nous verrons obligés de faire un certain nombre d'hypothèses pour pouvoir procéder à une résolution numérique de ces équations. Dans ce paragraphe nous allons donc exposer les difficultés rencontrées et passer ensuite à la présentation des équations de base qui régissent le milieu. Les hypothèses et la méthode de résolution feront l'objet du paragraphe suivant.

IV.3.1 Difficultés

La première difficulté provient de la structure atomique de l'élément actif (mercure) qui est assez compliquée. Par exemple deux niveaux résonants, dont l'un est "encadré" étroitement par deux états métastables qui agissent comme "réservoirs d'excitation" et dont le comportement varie en fonction du mode d'alimentation électrique [Da-1]. On doit également tenir compte du fait que le potentiel d'ionisation du mercure est voisin du potentiel d'excitation des premiers niveaux métastables de l'argon. Cette situation qui permet de former un mélange de Penning, complique encore la tâche.

Chaque niveau excité est couplé avec le fondamental et avec les autres états excités, ainsi qu'avec le niveau d'ionisation, par des "voies" collisionnelles et/ou radiatives. Ainsi en tenant compte de N niveaux atomiques (y compris le niveau fondamental et le niveau d'ionisation), nous devons considérer entre eux $N(N-1)$ transitions collisionnelles par impact électronique. Nous avons donc besoin de connaître les $N(N-1)$ taux de réactions et par conséquent les sections efficaces des $N(N-1)$ transitions ainsi que la fonction de distribution électronique.

En outre, le nombre de transitions par impact électronique est directement proportionnel au produit de la densité du niveau excité par la densité électronique: $n_e n_j z_{jk}$. Par conséquent l'équation de conservation de chaque niveau atomique est non linéaire et couplée avec celles des $N-2$ autres niveaux et celle de la densité électronique.

Les collisions inter-atomiques entre les états excités et le fondamental de même espèce chimique ou avec des atomes étrangers peuvent aboutir à une modification de l'état du plasma. Ainsi, nous sommes obligés d'ajouter des termes supplémentaires qui rendent compte des effets de "quenching", d'ionisation Penning, d'ionisation associative... qui parfois sont loin d'être négligeables. L'évaluation de ces termes est souvent très approximative du fait de la mauvaise connaissance que l'on a des sections efficaces (cf. §II.1).

Il est plus difficile à compter de la même façon le nombre de termes représentant les transitions radiatives. Cependant, nous avons besoin de connaître les probabilités de transitions radiatives qui interviennent. La connaissance du profil des raies est également nécessaire pour le calcul du transfert du rayonnement. A ce niveau, la présence du gaz rare et des divers isotopes du mercure compliquent considérablement le calcul (cf. §II.3.3)

Il ne faut pas oublier que dans les décharges qui nous intéressent le mercure est l'espèce minoritaire et c'est lui qui s'excite et qui s'ionise (au moins dans les cas

classiques). Les phénomènes de transport tels que la diffusion entrent en jeu. Rendre compte de la diffusion (ordinaire pour les divers états atomiques et ambipolaire pour les paires électron-ion) se traduit par l'introduction dans les équations de termes différentiels du type $\text{div}(D_j \text{grad} n_j)$. La connaissance des coefficients de diffusion pour chaque niveau excité est nécessaire. Le calcul du coefficient de diffusion ambipolaire est assez simple à condition que l'on connaisse les mobilités électronique et ionique dans le milieu, et que dans le plasma existe une seule espèce ionique (Hg^+). La présence de plusieurs types d'ions (Ar^+ , Hg_2^+) complique considérablement le calcul.

En négligeant complètement des phénomènes comme la convection, la cataphorèse, la disparition du mercure par adsorption aux parois, nous aboutissons à un système de N équations différentielles non-linéaires pour chaque position radiale dans le tube. La résolution du système nous donnera les densités des espèces excités et ioniques à chaque position radiale dans la colonne positive et à chaque instant du fonctionnement de la décharge (si on considère un système non-stationnaire).

D'autres difficultés proviennent du fait que la température électronique est complètement différente de la température des particules lourdes. Ceci nous oblige à avoir deux équations de balance d'énergie, une pour les particules neutres et une pour le gaz électronique. Si l'on connaît les conductivités thermiques des deux gaz, il est possible de calculer les distributions des deux températures dans la colonne positive. L'équation de conservation d'énergie pour le gaz atomique a la forme triviale de l'équation de transfert de la chaleur (où le terme source est représenté par les collisions élastiques électroniques), au contraire l'équation pour le nuage électronique a une forme plus compliquée car certains termes dépendent de la température électronique (pertes par excitation, ionisation...), il s'agit d'une équation intégro-différentielle difficile à résoudre par rapport à la température électronique.

Une dernière difficulté est liée à la connaissance de la fonction de distribution électronique. Dans le chapitre II, nous avons commenté plus en détail les divers problèmes qui se posent pour la détermination de la FDEE. Dans ce paragraphe, nous insisterons sur le fait que tous les termes qui interviennent dans notre calcul sont pratiquement liés à la FDEE. Son choix va donc marquer de façon significative les résultats.

IV.3.2 Equations de base

Les équations principales qui régissent le fonctionnement de la colonne positive sont les suivantes:

- Les équations de conservation de population des états atomiques (fondamental, excités et états ioniques);
- L'équation de conservation des électrons;
- L'équation de conservation de l'énergie du gaz atomique;
- L'équation de conservation de l'énergie électronique.

Nous allons établir ces équations dans le cas général d'une décharge à géométrie cylindrique, la figure 4.4 montre le système de coordonnées et les surfaces et volumes élémentaires (selon Cayless [Ca-1]).

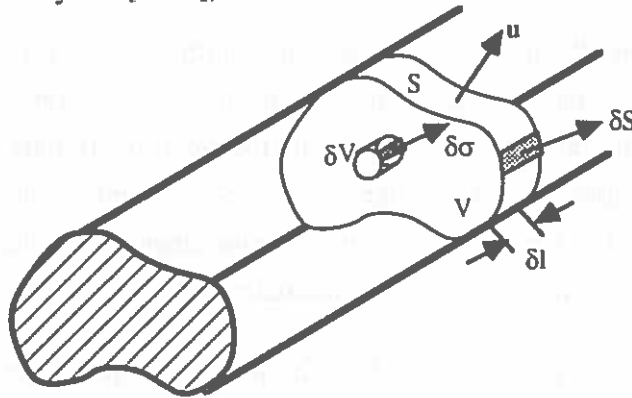


FIG. 4.4 Section droite généralisée de la colonne positive [Ca-1].

IV.3.2.1 Conservation de population des états atomiques

La figure 4.5 résume les mécanismes de peuplement et de dépeuplement d'un niveau atomique excité j . Ces mécanismes sont représentatifs de ce qui se passe pour les autres états atomiques.

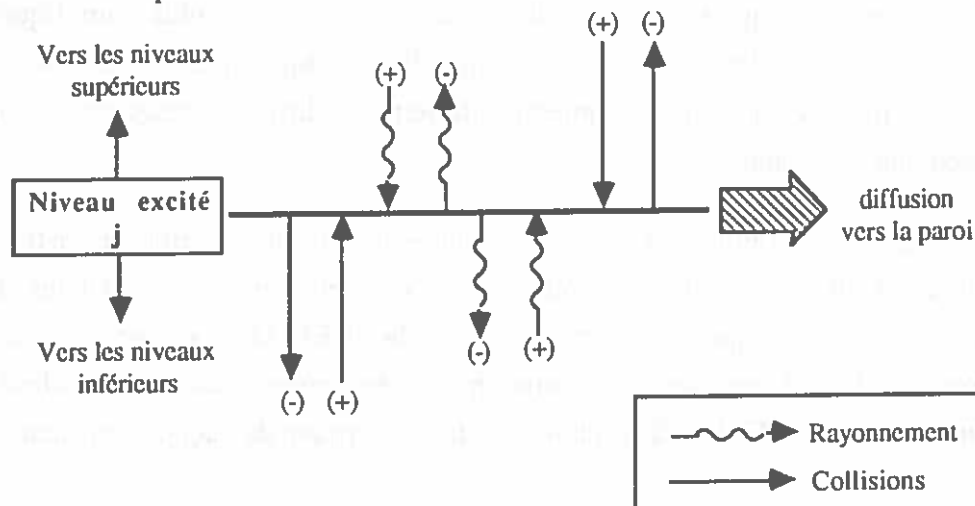


FIG. 4.5 Mécanismes de peuplement (+) et dépeuplement (-) du niveau excité j .

Le nombre de transitions collisionnelles par impacts électroniques dans le volume élémentaire δV est égale à

$$n_e \sum_{k \neq j} (n_k z_{kj} - n_j z_{jk}) \delta V \quad (4.6)$$

Le premier terme représente le peuplement du niveau et le deuxième son dépeuplement. De façon similaire le nombre de transitions par collisions inter-atomiques s'écrit:

$$\sum_m n_m \sum_{k \neq j} (n_k z_{kj;m} - n_j z_{jk;m}) \delta V \quad (4.7)$$

où $z_{kj;m}$ et $z_{jk;m}$ sont les taux de réaction pour la transition $k \rightarrow j$ et leurs inverses, par collisions avec l'espèce m .

En faisant appel au concept d'emprisonnement du rayonnement, le nombre de transitions radiatives dans l'élément de volume δV peut s'écrire, en regroupant l'émission et l'absorption de la raie, sous forme d'une émission effective avec une probabilité A^* . On tient compte, pour le niveau j , du fait que les termes de type $n_k A_{kj}^*$ concernent les raies qui arrivent à ce niveau à partir des niveaux supérieurs et les termes de type $n_j A_{jk}^*$ concernent les dépeuplements par émission vers les niveaux inférieurs. On aboutit ainsi à la relation:

$$\left\{ \sum_{k>j} n_k A_{kj}^* - n_j \sum_{k<j} A_{jk}^* \right\} \delta V \quad (4.8)$$

Le taux des pertes par diffusion de l'espèce atomique j dans le gaz tampon g s'écrit sous la forme:

$$- \int_{\sigma} D_{jg} n_g \text{grad} \left[\frac{n_j}{n_g} \right] d\sigma \quad (4.9)$$

D_{jg} est le coefficient de diffusion de l'espèce j dans le gaz g . On sait que pour un vecteur a quelconque la relation suivante est vérifiée:

$$\lim_{\delta V \rightarrow 0} \frac{1}{\delta V} \int_S a \, dS \equiv \text{div} a \quad (4.10)$$

Si bien qu'en combinant les relations (4.6) à (4.10) nous aboutissons à l'équation de conservation de la population du niveau j :

$$\begin{aligned} \frac{dn_j}{dt} = & n_e \sum_{k \neq j} (n_k z_{kj} - n_j z_{jk}) + \sum_m n_m \sum_{k \neq j} (n_k z_{kj;m} - n_j z_{jk;m}) \\ & + \left\{ \sum_{k>j} n_k A_{kj}^* - n_j \sum_{k<j} A_{jk}^* \right\} + \text{div} \left[D_{jg} n_g \text{grad} \left[\frac{n_j}{n_g} \right] \right] \end{aligned} \quad (4.11)$$

IV.3.2.2 Conservation des électrons

L'équation de conservation des électrons est similaire à celle des états excités (éq. 4.11) sauf qu'elle ne contient pas de termes de rayonnement (la photoionisation a été négligée). Si l'on regroupe les termes d'ionisation de Penning et d'ionisation associative sous un terme de génération des électrons secondaires G_L nous pouvons écrire:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e \sum_k (n_k z_{ki} - n_e z_{ik}) + G_L + \text{div} \left\{ D_a n_g \text{grad} \left[\frac{n_e}{n_g} \right] \right\} \quad (4.12)$$

Le terme $n_e^2 z_{ik}$ rend compte de l'association à trois corps dans le volume δV de la colonne positive, nous verrons plus loin que ce phénomène est négligeable dans les décharges basse pression.

Nous pouvons remarquer que l'équation (4.12) est homogène par rapport à n_e (le terme G_L dépend lui aussi de n_e à travers les densités des niveaux excités qui interviennent dans les processus inter-atomiques). Le fait que cette équation soit homogène complique considérablement la résolution numérique car elle demande un traitement spécial [Vm-1].

IV.3.2.3 Conservation de l'énergie du gaz atomique

La chaleur qui est générée dans le volume δV est due aux collisions élastiques entre les électrons et les atomes de gaz rare ou de mercure, elle s'exprime sous la forme:

$$n_e n_g \left[\frac{2m_e}{M_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{g_e}^m(u) F_o(u) du + \frac{2m_e n_{Hg}}{M_g n_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{Hg_e}^m(u) F_o(u) du \right] \delta V \quad (4.13)$$

Le premier terme représente les collisions élastiques gaz rare/électrons et le deuxième les collisions élastiques Hg/e⁻. Il faut noter que le deuxième terme est souvent négligeable devant le premier sauf dans le cas des fortes températures de point froid où le rapport n_{Hg}/n_g est grand.

Les pertes par conduction de chaleur vers la paroi s'expriment sous la forme:

$$- \int_{\sigma} \kappa_g \text{grad} T_g d\sigma \quad (4.14)$$

κ_g est la conductivité thermique du mélange gaz rare-mercure. En combinant les termes (4.13) et (4.14) et en faisant appel à la relation (4.10) nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie pour le gaz atomique:

$$c_V^g \frac{dT_g}{dt} = n_e n_g \left[\frac{2m_e}{M_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{gc}^m(u) F_0(u) du + \frac{2m_e n_{Hg}}{M_g n_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{Hg}^m(u) F_0(u) du \right] + \text{div} \{ \kappa_g \text{grad} T_g \} \quad (4.15)$$

IV.3.2.4 Conservation de l'énergie électronique

L'équation de conservation de l'énergie électronique contient plusieurs termes qui rendent compte des phénomènes suivants:

- Apport d'énergie dans la colonne positive par le champ électrique:

$$\sigma E^2 \delta V \quad (4.16)$$

- Pertes d'énergie par collisions élastiques avec le gaz rare et avec le mercure, données par l'équation (4.13).
- Pertes par ionisation et excitation du mercure et dans certains cas du gaz rare:

$$-n_e \sum_{j < k} n_k \delta V \int_{u_{kj}}^\infty v_e(u) E_{kj} Q_{jk}(u) F_0(u) du \quad (4.17)$$

où u_{kj} est le seuil de réaction exprimé en eV.

- Gains lors des collisions de deuxième espèce:

$$n_e \sum_{j > k} n_j \delta V \int_{u_{jk}}^\infty v_e(u) E_{jk} Q_{kj}(u) F_0(u) du \quad (4.18)$$

- Pertes par association moléculaire $Hg_2^+ + e^- \rightarrow 2Hg$ que nous symboliserons par P_{ass} .
- Pertes par diffusion ambipolaire, elles s'expriment sous la forme:

$$- \int_{\sigma} D_a n_g \text{grad} \left[\frac{n_e}{n_g} \right] \left\{ \int_0^\infty E_e(u) F_0(u) du \right\} d\sigma \quad (4.19)$$

où la deuxième intégrale représente l'énergie moyenne qui est emportée par électron vers la paroi.

- Pertes par conduction thermique du nuage électronique, elles s'écrivent:

$$- \int_{\sigma} \kappa_e \text{grad} T_e d\sigma \quad (4.20)$$

En combinant les équations (4.16) à (4.20) avec la relation (4.13) et en utilisant la définition (4.10) nous obtenons l'équation de conservation de l'énergie pour le nuage électronique:

$$\begin{aligned}
c_e^e \frac{dT_e}{dt} = & \sigma E^2 - n_e n_g \left[\frac{2m_e}{M_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{ge}^m(u) F_o(u) du + \frac{2m_e n_{Hg}}{M_g n_g} \int_0^\infty v_e(u) E_e(u) Q_{Hg}^m(u) F_o(u) du \right] \\
& - n_e \sum_{j < k} n_k \delta V \int_{u_{kj}}^\infty v_e(u) E_{kj} Q_{jk}(u) F_o(u) du + n_e \sum_{j > k} n_j \delta V \int_{u_{jk}}^\infty v_e(u) E_{jk} Q_{kj}(u) F_o(u) du \\
& - P_{ass} + \text{div} \left\{ D_a n_g \text{grad} \left[\frac{n_e}{n_g} \right] \right\} \left[\int_0^\infty E_e(u) F_o(u) du \right] + \text{div} \{ \kappa_e \text{grad} T_e \} \quad (4.21)
\end{aligned}$$

Notons que dans cette étude nous négligeons la fraction d'énergie donnée par les particules neutres aux électrons à travers les collisions élastiques. Cette hypothèse, comme nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, n'influence pas les résultats dans la mesure où le rapporte T_e/T_g reste grand.

IV.3.2.5 Equations annexes

Afin de compléter le système d'équations nous utilisons les relations suivantes qui correspondent:

- A la neutralité électrique locale en tenant compte de la présence éventuelle de plusieurs types d'ions une fois chargés:

$$n_e = \sum_{\text{ion}} n_i \quad (4.22)$$

- A la loi des gaz parfaits pour le gaz tampon:

$$p_g = n_g k_B T_g \quad (4.23)$$

Il faut noter que si les réactions entre le gaz tampon et le mercure sont négligeables et si la pression totale reste constante, la pression totale du mercure reste elle aussi invariante dans le tube.

- A l'équation du courant électrique:

$$I = eE \int_S n_e \mu_c dS + I_+ \quad (4.24)$$

Le deuxième terme rend compte de la contribution du courant ionique au courant total. Cette contribution est en général négligeable dans la colonne positive (de l'ordre de μ_e/μ_i).

IV.3.2.6 Conditions aux limites

La résolution du système qui contient les équations (4.11), (4.12), (4.15) et (4.21) à (4.24) nous donnera les densités des divers états atomiques, les densités ionique et électronique, la température du gaz et la température électronique ainsi que le champ électrique, pour chaque position dans la colonne positive à condition que nous connaissions les conditions aux limites.

Cayless [Ca-1] a donné de façon assez rigoureuse les conditions aux limites à la paroi:

- Pour l'état fondamental du mercure:

$$n_0(\text{parois}) = \frac{p(T_{\text{pf}})}{k_B T_{\text{pf}}} \quad (4.25)$$

où $p(T_{\text{pf}})$ est la pression de vapeur saturante du mercure à la température T_{pf} du point froid.

- Pour les états excités et les électrons Cayless évalue la condition aux limites en égalisant le nombre de particules qui arrivent par diffusion avec le nombre de particules qui rebondissent à la paroi:

$$d\Gamma_j = -D_j n_g \text{grad} \left[\frac{n_j}{n_g} \right] dS \quad (4.26)$$

Ainsi, pour les métastables, la théorie cinétique de Langevin montre que:

$$d\Gamma_j = \frac{3D_j n_j}{4\lambda_j^m} \quad (4.27)$$

où λ_j^m est le libre parcours moyen de l'état excité j . Pour les niveaux résonnants la condition aux limites se transforme en:

$$d\Gamma_j = \frac{n_j \lambda_j^m}{2\tau_j} dS \quad (4.28)$$

τ_j est la durée de vie du niveau j . Le facteur 2 provient du fait que le photon qui est émis à la paroi a les mêmes chances de s'échapper du tube ou de rester dans le tube.

Nous pouvons regrouper les conditions aux limites pour les états excités sous la forme générale:

$$\left. \frac{n_j}{n_g} \right|_{\text{parois}} = -k_j \text{grad} \left[\frac{n_j}{n_g} \right] \Big|_{\text{parois}} u \quad (4.29)$$

k_j est donné par:

$$k_j = \begin{cases} 4\lambda_j^m/3 & \text{pour les métastables} \\ \lambda_j^m/2 & \text{pour les résonants} \\ \lambda_e^m & \text{pour les électrons} \end{cases} \quad (4.30)$$

Pour simplifier nos calculs, dans une première approximation nous pouvons considérer que les densité des états excités (métastables et radiatifs) et des électrons sont

nulles à la paroi. Cette approximation ne perturbe pas trop les résultats numériques et elle peut être appliquée pour un large domaine de variation des paramètres de la colonne positive.

- Pour la température du gaz atomique nous imposons la condition suivante:

$$T_g(\text{parois}) = T_{pf} \quad (4.31)$$

Les conditions aux limites au centre de la colonne positive dans le cas de la symétrie cylindrique sont bien plus simples et elles se résument en une phrase: toutes les quantités (densités et températures) doivent présenter un extremum (maximum ou minimum) au centre. Ce qui se traduit par:

$$\left. \frac{dn_i}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad \text{et} \quad \left. \frac{dT_g}{dr} \right|_{r=0} = 0 \quad (4.32)$$

IV.3.3 Hypothèses générales

La résolution du système d'équations présenté précédemment est assez compliquée surtout si l'on veut tenir compte de tous les états atomiques du mercure et éventuellement de ceux du gaz tampon. Nous allons présenter ici quelques hypothèses qui nous permettront de simplifier la modélisation. Ces hypothèses se retrouvent dans tous les modèles que l'on trouve dans la littérature.

Nous considérerons une colonne positive axialement uniforme (la région des électrodes est petite devant la colonne positive) et stationnaire, ce qui se traduit par:

$$\frac{\partial}{\partial z} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial}{\partial t} = 0 \quad (4.33)$$

Ces deux conditions excluent la présence de striations soit stationnaires, soit non-stationnaires, dans la colonne positive.

La colonne positive est cylindrique, ceci revient à dire que:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} = 0 \quad (4.34)$$

Cette hypothèse est très commune dans la littérature. Waymouth [Wa-3] et Cayless [Ca-2] ont essayé de modéliser des décharges dont la section droite est non circulaire, mais leurs approches restent assez largement empiriques ou analogiques.

La décharge est alimentée par un courant continu. Ceci correspondrait en réalité à une alimentation en créneaux de courant alternatif à basse fréquence, afin d'éviter l'apparition de la cataphorèse. Tous les auteurs qui se sont intéressés à la modélisation des

tubes fluorescents acceptent cette hypothèse, Wani [Wn-2], Damelincourt [Da-1] ont essayé d'inclure le temps dans leurs modèles en supposant une alimentation alternative. En fait, l'hypothèse du courant continu peut constituer une première approximation pour le cas des alimentations à fréquence élevée, à condition que les temps caractéristiques du plasma restent inférieurs à la période d'alimentation.

La colonne positive est électriquement neutre. La génération des paires électron-ion se fait dans le volume de la décharge, surtout par impact électronique. Par contre la disparition de ces paires électron-ion se fait quasi-uniquement par recombinaison à la paroi du tube, où elles arrivent par diffusion ambipolaire (la recombinaison volumique est négligeable). Ceci signifie que, dans les équations précédentes, tous les termes de recombinaison s'annulent et sont remplacés par une condition aux limites:

$$n_e(R) = n_i(R) = 0 \quad (4.35)$$

R est le rayon du tube. La colonne positive est donc dominée par la diffusion et elle peut être décrite par la théorie de Schottky. La "gaine" autour de la paroi est considérée comme infiniment mince, cette hypothèse est souvent adoptée dans la littérature.

La condition de stationnarité exige que la production de paires électron-ion soit égale à leur destruction. Nous avons vu que, pour une large part, ce mécanisme fixe la température électronique dans le milieu. Etant donnée que la recombinaison volumique est négligeable et que la gaine est infiniment mince, la température électronique reste en première approximation constante radialement:

$$\frac{dT_e}{dr} \approx 0 \quad (4.36)$$

Pour des diamètres de l'ordre de quelques centimètres, cette hypothèse est vérifiée par les mesures de sonde de Verweij [Ve-1], la figure 4.6 illustre ces résultats. Pour des tubes de petit diamètre cette hypothèse est sans doute moins bien vérifiée. Dakin [Dk-1] a inclus dans ses calculs la possibilité d'une température électronique variable le long du rayon du tube, ses résultats ont confirmé l'hypothèse précédente. A noter que dans tous les cas la température électronique n'est pas suffisante pour justifier la présence des ions plusieurs fois chargés dans le plasma.

Une dernière hypothèse commune à toute les modèles qu'on trouve dans la littérature, concerne le rayonnement de résonance (253.7 nm et 184.9 nm), nous supposons qu'il est partiellement emprisonné dans la décharge. Cette hypothèse se traduit, pour le niveau résonnant, par l'introduction d'une durée de vie effective bien supérieure à sa durée de vie naturelle.

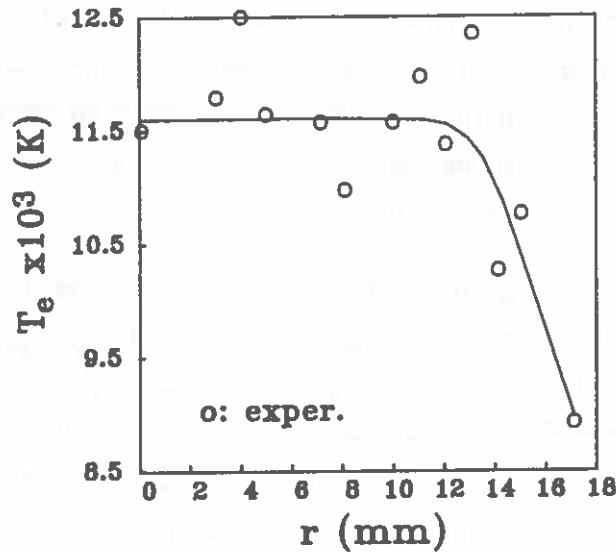


FIG 4.6 Température électronique en fonction de la position radiale dans le tube ($\varnothing 36\text{mm}$, $p_{Ar}=400\text{ Pa}$, $T_{p[=40^\circ\text{C}$, $I=400\text{ mA}$), mesurée par Verweij [Ve-1].

Nous allons présenter maintenant deux modèles concernant les tubes fluorescents. Le premier est conçu par Waymouth [Wa-2]. Il repose sur un certain nombre d'hypothèses supplémentaires afin de bien s'adapter au domaine d'application des lampes fluorescentes courantes. Il nous servira à fixer les conditions initiales de notre calcul. Le deuxième est le modèle collisionnel-radiatif que nous avons développé. Il est, pensons nous, capable de s'adapter à un domaine d'applications plus large, à condition que les données atomiques soient bien connues.

IV.3.4 Un modèle classique - le modèle de Waymouth

Waymouth [Wa-2], [Wa-3] a développé un modèle susceptible de décrire le plasma des tubes fluorescents classiques (diamètre de 24 mm à 40 mm, courant de 200 mA à 800 mA, pression du gaz rare 267 Pa à 667 Pa). Ce modèle a connu un grand succès grâce à sa simplicité et son intérêt pratique. En effet, ce modèle se présente soit sous forme de graphiques qui sont utilisés comme abaques, soit sous forme d'un programme de calculatrice. Le résultat peut ainsi être obtenu avec une bonne précision sans faire appel à des ordinateurs.

Ce modèle repose sur plusieurs hypothèses complémentaires par rapport aux hypothèses générales que nous avons exposées dans le paragraphe précédent.

- Il prend en compte les niveaux 6^1S_0 , 6^3P_1 , 6^3P_2 , et un niveau fictif qui regroupe 6^1P_1 , 7^3S_1 et 6^3D . Le niveau 6^3P_0 est complètement négligé car sa population est souvent faible devant les populations des deux autres niveaux 6^3P (ce que ne vérifie pas toujours l'expérience). La limitation du nombre de niveaux simplifie considérablement le calcul mais pose des problèmes si on veut utiliser le modèle pour de fortes densités de courant.

- Seul le mercure est excité et ionisé. Cette hypothèse est vérifiée si la densité du mercure est suffisante et si la température électronique reste dans certaines limites. Dans le cas des basses températures de point froid et/ou de grandes températures électroniques l'argon a des chances de s'exciter et de s'ioniser. Cette hypothèse n'est plus valable.
- L'ionisation du mercure se fait par palier et uniquement par impact électronique, les collisions entre les particules lourdes (Penning, ionisation associative, quenching...) sont négligées. Cette hypothèse reste valable si les densités du mercure et du gaz rare restent limitées.
- Les mobilités des ions et des électrons sont déterminées uniquement par le gaz tampon. Cette hypothèse se vérifie si la fraction du mercure reste faible devant la densité du gaz tampon, la contribution du mercure risque d'être non négligeable dans le cas des grandes températures du point froid.
- La fonction de distribution électronique est supposée Maxwellienne. Waymouth justifie cette hypothèse en faisant référence aux travaux de Kenty [Ke-1] et de Easley [Ea-1]. Nous savons que la fonction de distribution n'est pas Maxwellienne, cependant le modèle de Waymouth "marche" bien dans les cas classiques car les sections efficaces de transitions qu'il utilise ont été ajustées par Kenty afin que les taux de réaction calculés avec une Maxwellienne reproduisent bien les résultats expérimentaux.
- Le rayonnement de résonance à 254 nm est partiellement emprisonné par le plasma. Waymouth traite l'emprisonnement en utilisant la théorie de Holstein, mais il a dû multiplier le temps de vie effectif par un facteur arbitraire égal à 3.6. Ce facteur lui permet de faire correspondre la position du maximum d'émission à 254 nm, en fonction de la température du point froid, à la valeur expérimentale.
- La température du gaz rare est supposée constante le long du rayon du tube. Cette hypothèse est valable uniquement pour les fortes valeurs de la température du point froid où les pertes radiatives sont nettement supérieures aux pertes par collisions élastiques.

Ce modèle a été établi pour le cas des décharges classiques mercure-argon, mercure-krypton et mercure-xénon. Nous avons ajouté les données nécessaires afin de l'étendre aux décharges mercure-hélium et mercure-néon. Les résultats que nous pouvons obtenir sont des valeurs moyennes sur la section droite du tube.

Waymouth donne un schéma qui regroupe les principes de fonctionnement de son modèle.

Le programme que nous avons construit autour de ce modèle donne de bons résultats si on se limite à son domaine de validité. Ses résultats sont en très bon accord avec les résultats expérimentaux de Verweij [Ve-1] et de Kenty [Ke-1], concernant le champ électrique et la production du rayonnement à 254 nm. L'accord est moins bon en

ce qui concerne la température et la densité électronique. En outre des difficultés apparaissent quand la température du point froid descend au dessous de 25°C. Ces problèmes sont dûs en partie à l'ionisation du gaz rare qui est négligé (cette température correspond à une des limites de validité du modèle).

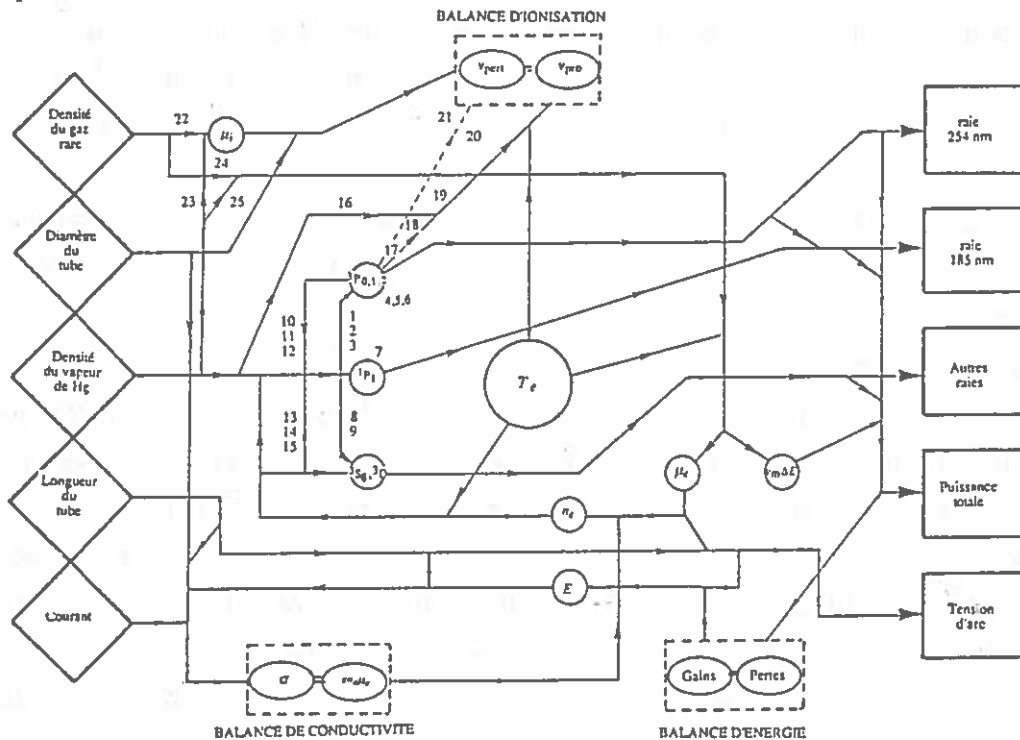


FIG 4.7 Procédure de calcul du modèle de Waymouth. Les losanges sont les données de départ et les carrés représentent les résultats correspondants à des paramètres mesurables. Les cercles correspondent à des quantités intermédiaires à calculer et les carrés en pointillés à des équations à résoudre. Les chiffres 1-21 correspondent aux taux de réaction pour les collisions inélastiques et superélastiques à prendre en compte et les chiffres 22-25 aux collisions élastiques pour le calcul des coefficients de transport.

Les résultats qu'on obtient dans le cas de tubes à faible diamètre sont en désaccord complet avec l'expérience. Le champ électrique prévu par ce modèle augmente constamment lorsque la température du point froid diminue alors que les valeurs expérimentales restent à peu près constantes et sont bien plus faibles que les valeurs obtenus par le modèle. D'autre part les valeurs ainsi obtenues pour le rayonnement à 254nm sont quatre à cinq fois plus élevées. Un autre problème est la position du maximum d'émission. Pour un cas particulier, expérimentalement ce maximum est observé autour de 60°C alors que le modèle indique une émission maximale vers 45-50°C. Ce décalage est peut-être dû au facteur correctif que Waymouth a introduit devant le temps de vie effectif du niveau 6^3P_1 .

Enfin si la température du point froid descend au dessous de 10°C, dans le cas de tubes à faible diamètre, la température électronique donnée par le modèle devient excessivement forte (elle atteint 1.5×10^5 K dans certains cas extrêmes). Ceci n'a pas de sens physique du moment où la température d'une décharge argon pur à la même pression

(ce qui est presque le cas, à ces températures de point froid la fraction du mercure étant très faible) ne dépasse pas 5×10^4 K [Ba-1].

Ces problèmes montrent clairement les limites d'un modèle qui a surtout pour but de bien prévoir les résultats expérimentaux dans le domaine de production des tubes fluorescents les plus courants. Il faut cependant ajouter que c'est un très bon outil pédagogique.

IV.3.5 Le modèle collisionnel-radiatif

Nous avons développé un modèle collisionnel-radiatif auto-cohérent afin de pouvoir obtenir des informations concernant le fonctionnement des tubes fluorescents. En tenant compte des hypothèses que nous avons faites, ce modèle est plus général que ceux qu'on trouve dans la littérature. Nous pouvons donc l'utiliser pour un plus large domaine d'applications. Nous insisterons surtout sur des décharges établies dans des tubes à très faible diamètre (1mm à 6mm) où la densité du courant atteint facilement 10^4 A/m², soit pratiquement deux ordres de grandeur de plus que dans un tube classique de 36 mm. Ce paragraphe est consacré à la présentation du modèle et de ses hypothèses. Dans les paragraphes suivants nous présenterons nos résultats en les comparant avec ceux de la littérature et avec des valeurs expérimentales.

Dans notre modèle nous résolvons à l'état stationnaire les équations suivantes:

- Conservation de la population (4.11) pour les niveaux excités et le niveau fondamental du mercure, les états excités de l'argon et les ions Hg⁺ et Ar⁺;
- Conservation de la densité électronique (4.12), tout en tenant compte de l'ionisation de l'argon;
- Conservation de l'énergie des particules neutres (4.15) et conservation de l'énergie du nuage électronique (4.21);
- La neutralité électrique locale (4.22) et la loi des gaz parfaits (4.23) sont respectées, le courant électrique dans la décharge est calculé par la loi d'Ohm (4.24).

La structure atomique du mercure prise en compte dans ce modèle est illustrée dans la figure 4.8.

Pour ce qui concerne le mercure, le niveau fondamental 6^1S_0 (g) et les six niveaux excités 6^3P_0 (m), 6^3P_1 (r), 6^3P_2 (s), 6^1P_1 (p) et 7^3S_1 (u) ont été considérés, sans oublier l'ion atomique du mercure Hg⁺ (i). L'ion moléculaire Hg₂⁺ est négligé car nous avons constaté que sa présence ne perturbe pas les résultats sauf si la concentration du mercure devient grande ($T_{pf} > 85^\circ\text{C}$).

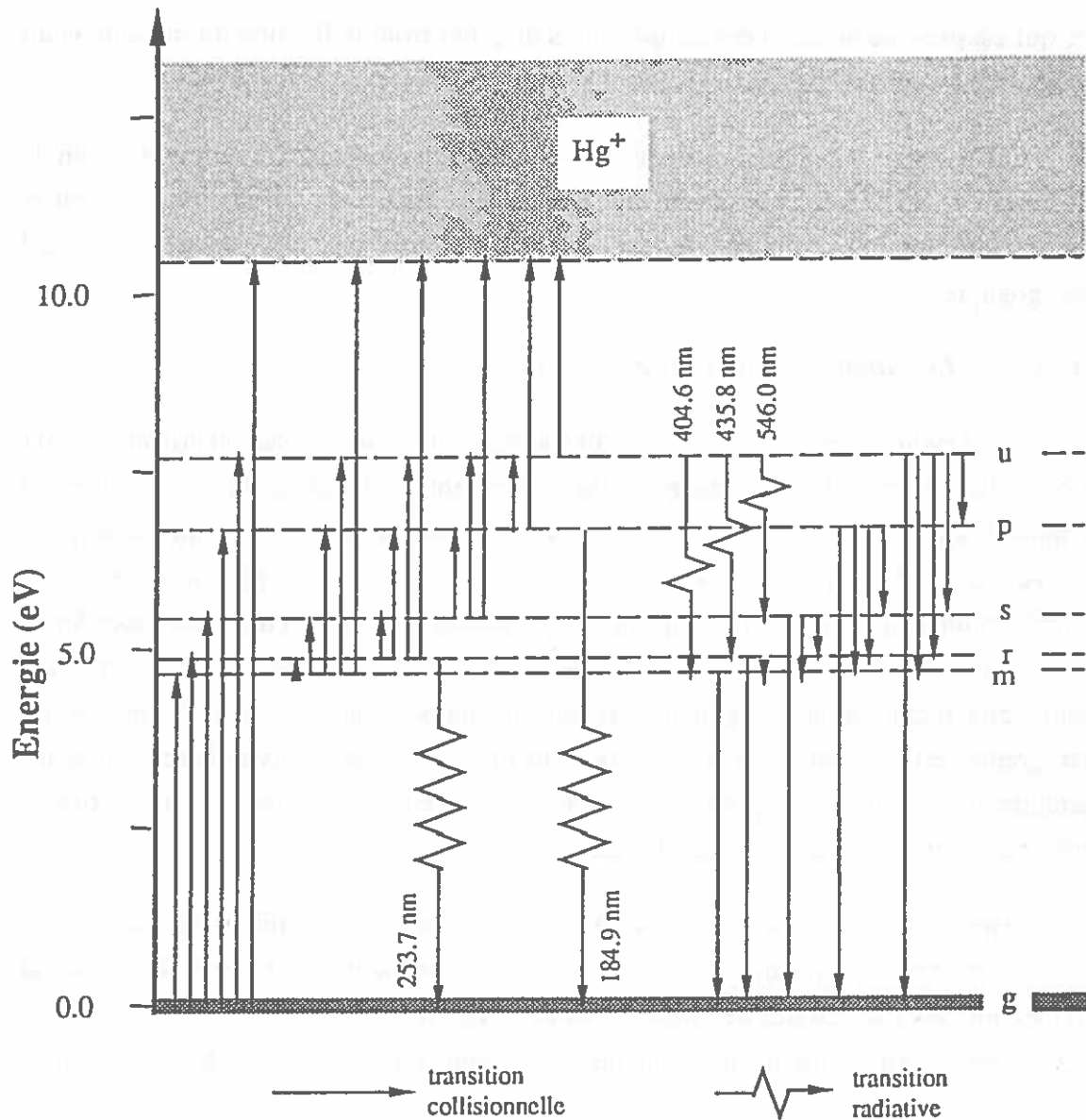


FIG 4.8 Structure atomique du mercure et transitions collisionnelles et radiatives intervenant dans le modèle.

En tout, 36 transitions collisionnelles (excitations et désexcitations) entre les niveaux atomiques liés, 6 ionisations collisionnelles (celle à partir du fondamental est incluse) et 5 transitions radiatives ont été considérées. La recombinaison volumique est négligée, la colonne positive est gouvernée par la diffusion.

Les deux raies de résonance à 253.7 nm et 184.9 nm sont partiellement emprisonnées dans le plasma. Nous avons utilisé la théorie de Holstein (cf. §II.3) en supposant que la seule cause d'élargissement des raies est l'effet Doppler et que le rôle du gaz tampon est négligeable. Cette hypothèse concernant le rôle du gaz tampon est discutée dans le chapitre II, où il est montré que son influence peut être non négligeable si la pression est élevée. En outre, comme nous l'avons déjà indiqué, la théorie de Holstein

peut s'écarter de la réalité dans les cas où le libre parcours moyen du photon devient comparable avec le rayon du tube. Cependant, nous avons décidé de l'utiliser en attendant qu'un traitement plus complet du transfert du rayonnement soit disponible (travail en cours). Par ailleurs son application numérique est bien plus simple. Nous nous verrons donc contraints d'ajuster, comme dans la littérature, le facteur d'emprisonnement afin de mieux reproduire les résultats expérimentaux. Notons que l'influence de la composition isotopique du mercure est aussi prise en compte d'une façon approximative (cf. §II.3), cette approximation ne sera plus valable si le recouvrement des raies isotopiques devient important (fortes concentrations de mercure, $T_{pf} > 70^\circ\text{C}$, et/ou forte pression de gaz rare). Les raies visibles sont considérées comme non emprisonnées, cette hypothèse est acceptable à condition que l'émission visible reste faible devant l'émission U.V., une augmentation de la pression du mercure nous obligera à remettre en cause cette hypothèse.

En ce qui concerne l'argon, l'observation expérimentale d'une lueur violette dans les cas où la température du point froid est inférieure à 0°C (très faible concentration du mercure) et d'autre part les valeurs excessives de la température électronique prévues dans ces cas par les modèles classiques (Waymouth en particulier) nous ont convaincu que l'hypothèse commune (que le mercure est l'unique corps actif dans la décharge) ne peut pas être valable dans le cas de faibles températures du point froid.

Nous avons donc introduit dans notre modèle la possibilité d'excitation et d'ionisation de l'argon. Nous avons considéré une structure atomique très simple pour l'argon afin de ne pas allonger considérablement le calcul. Ainsi, à part l'ion Ar^+ , nous avons regroupé les deux premiers niveaux radiatifs et les deux premiers niveaux métastables, en un seul niveau fictif, appelé f, avec une énergie de 11.5 eV et une multiplicité moyenne de 4 (Fig. 2.8).

L'ionisation de l'argon se fait uniquement par palier à partir du niveau f, la recombinaison volumique est ici aussi improbable. L'excitation du niveau f se fait par impact électronique à partir du fondamental. Sa destruction collisionnelle est prise en compte. Une raie de résonance à 104.8 nm est émise par le niveau f, cette raie est partiellement emprisonnée par le plasma. Nous traitons son emprisonnement de façon similaire à celle des raies du mercure. Les interactions entre le niveau f d'argon et le mercure (ionisation Penning), comme nous l'avons déjà dit dans le chapitre III, sont négligeables et par conséquent éliminées dans cette approche.

La fonction de distribution des énergies électroniques n'est pas Maxwellienne. Dans ce modèle nous avons adopté la relation de Lagushenko et Maya (éq. 3.30 et 3.31) comme fonction de distribution. Nous avons choisi cette relation, d'une part parce que son calcul était simple et d'autre part parce qu'elle peut nous servir comme fonction

ajustable afin d'éliminer les incertitudes sur les sections efficaces qui sont très mal connues et qui, à notre avis, sont à l'origine des désaccords entre l'expérience et le calcul.

Nous avons supposé que la température électronique est uniforme sur la section du tube. Cette hypothèse discutée précédemment, peut provoquer certaines déviations dans le cas où la longueur de diffusion n'est plus négligeable devant le rayon du tube.

Une hypothèse commune dans la littérature, concernant les phénomènes de transport, est que les coefficients de transport sont fixés uniquement à partir du gaz tampon (argon). Nous avons tenu compte de l'influence du mercure qui risque de ne plus être négligeable à des températures de point froid supérieures à 45-50°C.

Nous supposons que l'hypothèse de la diffusion ambipolaire simple reste valable bien que dans la décharge existent des ions d'Ar et de Hg. Cette hypothèse est justifiée par le fait que, à basse température du point froid ($T_{pf} < 5^\circ\text{C}$), la fraction d'ions de mercure est faible devant la fraction des ions d'argon. Ainsi nous avons une diffusion ambipolaire des paires Ar^+e^- dans l'argon, les Hg^+ étant une faible perturbation. Dans le cas opposé (forte température du point froid $> 25^\circ\text{C}$) la fraction d'ions Ar^+ est pratiquement nulle (au moins quatre ordres de grandeur par rapport à la concentration de Hg^+), nous avons donc une diffusion ambipolaire des paires Hg^+e^- dans un mélange Ar-Hg. Il reste une zone étroite de températures du point froid (qui dépend du diamètre du tube), où l'argon passe progressivement le relais au mercure. Il est donc possible que dans cette zone l'hypothèse de la diffusion ambipolaire nécessite des modifications, particulièrement dans les décharges à très faible diamètre ($< 2\text{mm}$).

Dans notre modèle nous avons supposé que les niveaux radiatifs n'ont pas le temps de diffuser vers la paroi car leur durée de vie est inférieure au temps caractéristique de diffusion ordinaire. Par contre les niveaux métastables (6^3P_0 et 6^3P_2) ayant des durées de vie radiatives de l'ordre de la seconde, ont largement le temps de diffuser vers la paroi où ils se désexcitent en communiquant leur énergie à la paroi du tube. Les coefficients de diffusion de ces deux niveaux métastables sont pris (selon la littérature) différents du coefficient de diffusion du fondamental (cf. §II.2.2.3).

Les données nécessaires pour le calcul sont les suivantes:

- Paramètres de la décharge: rayon, pression et température de remplissage du tube en argon, température du point froid supposée constante le long du tube, courant électrique.
- Données atomiques: Energies et multiplicités des niveaux excités du mercure et de l'argon. Sections efficaces élastiques, inélastiques et superélastiques. Mobilités ioniques à 0°C et 133.3 Pa. Coefficients de diffusion des états métastables du mercure. Coefficients du potentiel Lennard-Jones et intégrales de collision pour le calcul des coefficients de

transport du mélange. Longueurs d'onde des transitions radiatives et durées de vie naturelles des niveaux émetteurs.

- Conditions aux limites: Température du gaz à la paroi égale à la température du point froid. Densité du fondamental du mercure à la paroi égale à la densité donnée par la pression de vapeur saturante à la température du point froid. Densités nulles des états excités sur la paroi. Dérivées au centre nulles.
- Solution initiale complète: Elle doit obéir aux conditions et aux contraintes imposées: Fonction de distribution électronique Maxwellienne à une température T_e , cette température est calculée à partir du modèle de Waymouth. Densités centrales des niveaux excités qui suivent la loi de Boltzmann. La distribution radiale du fondamental est prise constante et égale à la valeur aux parois, celles des niveaux métastables suivent un profil parabolique du type:

$$n_j(r) = n_j(0) \left\{ 1 - \left[\frac{r}{R} \right]^2 \right\} \quad (4.37)$$

R étant le rayon du tube. La densité électronique calculée à partir de l'équation du courant avec un champ électrique donnée par le modèle de Waymouth, suit un profil radial du type:

$$n_e(r) = n_e(0) J_0 \left\{ 2.4 \frac{r}{R} \right\} \quad (4.38)$$

$J_0(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre zéro. La température du gaz atomique est considérée comme constante le long du rayon et égale à la température du point froid.

IV.3.5.1 Procédure de calcul

Le code numérique qui traite le problème est constitué de modules indépendants qui traitent différentes parties du problème. Ces modules sont organisés en une structure en couches de telle façon que le module qui se situe dans la couche I ne dépend que des modules de la couche $I-1$ et qu'il communique ses résultats aux modules qui se trouvent dans la couche supérieure $I+1$. Cette structure est pratiquement imposée par la complexité du problème car elle est très souple et permet l'intégration de nouveaux phénomènes dans le traitement. Pour cela on introduit un(des) nouveau(x) module(s) sans toucher le reste du code. L'organigramme du programme est donné dans la figure 4.9.

Il s'agit d'une méthode itérative qui résout le système d'équations précédemment décrit tout en tenant compte des contraintes imposées par les hypothèses et les conditions aux limites. Le calcul des diverses quantités se fait en plusieurs points sur le rayon du tube (50 au maximum), la distance entre ces points est prise égale mais elle peut être variable si on veut mettre en évidence certains phénomènes localisés.

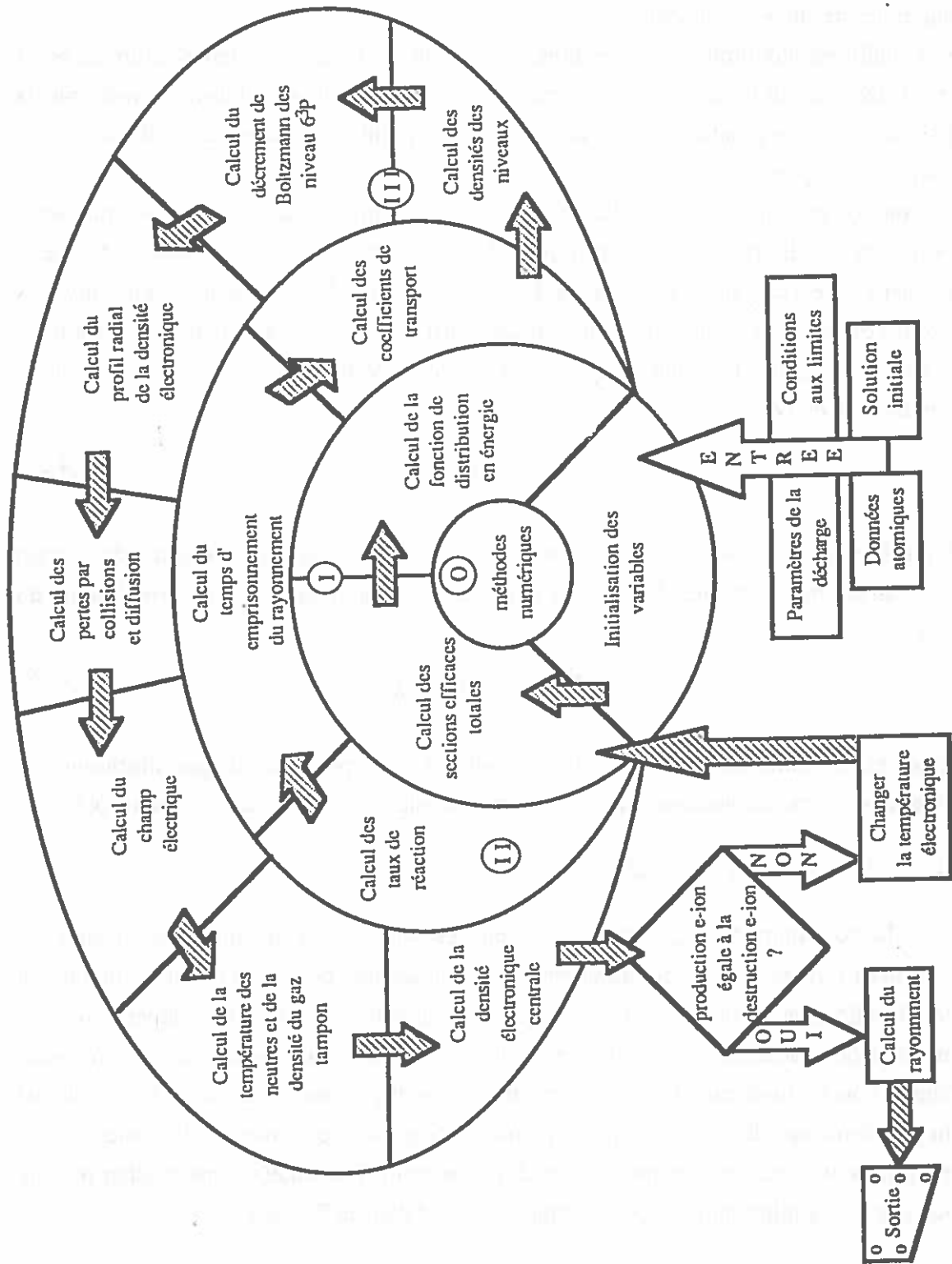


FIG. 4.9 Organigramme du calcul.

Le noyau du code est constitué des modules qui font les traitements numériques nécessaires à la résolution du système d'équations. Nous mentionnons comme exemples la méthode TDMA (Tri-Diagonal Matrix Algorithm) qui effectue la résolution des

systèmes d'équations représentés par des matrices tridiagonales. Les méthodes d'intégration de Gauss-Laguerre et Gauss-Legendre qui permettent le calcul rapide des intégrales (15 points sont souvent suffisants pour obtenir la même précision qu'avec la méthode des trapèzes à 200-250 points). La méthode de Regula-Falsi pour la détermination de la racine d'une équation dont on ne connaît que quelques points.

Dans la première couche après avoir initialisé les diverses variables nous passons au calcul des sections efficaces totales d'excitation et des sections efficaces élastiques. Le calcul de la section efficace pour l'interaction e^-/e^- en utilisant le potentiel de Coulomb écranté (cf. §II.1) est également réalisé. La fonction de distribution des électrons est ensuite calculée à partir des relations (3.30) et (3.31). Le calcul de l'intégrale de la relation (3.31) est fait avec la méthode de Gauss-Legendre et celui de la relation de normalisation par la méthode de Gauss-Laguerre en 15 points.

La deuxième couche contient le calcul des taux de réaction, celui des coefficients de transport et du facteur d'emprisonnement pour le rayonnement de résonance. Le calcul des coefficients de transport contient la détermination des mobilités électronique, par la relation (2.28), et ionique (2.46), celle des coefficients de diffusion ordinaire du fondamental et des niveaux métastables (éq.2.47 et 2.48), celle des coefficients de diffusion ambipolaire pour les paires électron-ion (2.62), celle des coefficients de conductivité thermique du mélange Ar-Hg (cf.§II.2.2.6) et enfin celle de la conductivité électrique de la colonne positive (2.39).

La couche suivante constitue le corps principal du calcul. Nous déterminons tout d'abord, les densités des niveaux excités et du fondamental du mercure en résolvant les équation de conservation de la population. La méthode de calcul est différente selon la nature du niveau considéré (radiatif ou non). Ainsi pour les niveaux radiatifs où le terme de diffusion n'existe plus, nous pouvons résoudre directement l'équation par rapport à la densité inconnue n_j :

$$n_j = \frac{n_e \sum_{k \neq j} n_k z_{kj} + B_j}{n_e \sum_{k \neq j} z_{jk} + A_j} \quad (4.39)$$

A_j est le terme de déplétion du niveau par émission du rayonnement vers les autres niveaux inférieurs (emprisonnement inclus) et B_j est le terme de peuplement par le rayonnement émis par les niveaux supérieurs et qui aboutit au niveau considéré.

Le traitement des niveaux non-radiatifs (fondamental et métastables) est plus complexe à cause du terme de diffusion. La résolution du système des équations différentielles s'effectue à l'aide de la méthode de Patankar [Pa-1]. Il s'agit d'une méthode

des éléments finis où la discrétisation (qui aboutit à un système tridiagonal) se fait d'une manière particulière qui assure une convergence rapide (5 à 6 itérations).

Disposant maintenant des nouvelles valeurs des densités des niveaux 6^3P nous pouvons calculer le décrement par rapport à la population de Boltzmann qui intervient dans le calcul de la fonction de distribution.

Ensuite, les équations de continuité pour les ions Ar^+ et Hg^+ sont traitées par la méthode de Patankar. Le profil de la densité électronique peut donc être déduit en utilisant la neutralité électrique locale:

$$\beta_e(r) \equiv \frac{n_e(r)}{n_e(0)} = \frac{n_{Hg^+}(r) + n_{Ar^+}(r)}{n_{Hg^+}(0) + n_{Ar^+}(0)} \quad (4.40)$$

Nous calculons ensuite les termes qui interviennent dans les équations de conservation de l'énergie pour le gaz atomique (4.15) et pour les électrons (4.21). En intégrant l'équation (4.21) sur la section du tube nous pouvons déduire la valeur du champ électrique en connaissant le courant I :

$$E = \frac{\int_S P_{el}^{Ar}(r) + P_{el}^{Hg}(r) + P_{\alpha}^{Hg}(r) - P_{\alpha}^{Ar}(r) + P_{\alpha}^{Ar}(r) - P_{\alpha}^{Ar}(r) + P_{ion}^{Hg}(r) + P_{ion}^{Ar}(r) dS + 2\pi D_a(R) \left. \frac{dn_e}{dr} \right|_{r=R}}{I} \quad (4.41)$$

En utilisant l'équation (4.15) et en appliquant la méthode de Patankar, nous pouvons déduire la température du gaz atomique le long du rayon du tube et ensuite la densité du gaz tampon en supposant que sa pression reste constante sur le rayon.

La densité électronique centrale peut être calculée en connaissant le profil radial et en appliquant la loi d'Ohm (4.24):

$$n_e(0) = \frac{I}{E \int_S \beta_e(r) \mu_e(r) dr} \quad (4.42)$$

L'étape finale consiste à vérifier si la production de paires électron-ion est égale à la destruction par diffusion ambipolaire. Pour cette raison nous évaluons séparément les deux termes de l'équation de conservation de la densité électronique (4.12) et nous vérifions s'ils sont égaux. Si la condition est vérifiée le calcul s'arrête et on passe à la couche externe qui s'occupe de l'édition des résultats. Si la condition n'est pas vérifiée nous déterminons une nouvelle température électronique. Cette détermination est faite avec la méthode Regula-Falsi qui cherche dans ce cas la racine de l'équation:

$$\log \left\{ \frac{\text{production des paires électron-ion sur la section droite}}{\text{destruction des paires électron-ion sur la section droite}} \right\} = 0 \quad (4.43)$$

et le calcul recommence à partir de l'étape de l'évaluation des sections efficaces totales. Notons que cette condition de convergence est très puissante, ainsi une fois la condition vérifiée toutes les quantités ont déjà convergé avec quatre chiffres significatifs.

IV.4 RESULTATS - DISCUSSION

Nous avons appliqué le modèle collisionnel-radiatif précédemment décrit à des décharges Hg-Ar basse pression qui correspondaient aux situations suivantes:

- Tubes de faible diamètre : Notre modèle visait d'abord à décrire les décharges de très faibles diamètres (de l'ordre de quelques mm) fonctionnant avec des pressions d'argon plus élevées (2 kPa à 24°C). Cette étude est originale dans la mesure où la validité des modèles théoriques ([Wa-2], [Dk-1], [Lm-1]) se limite souvent à des tubes de diamètre supérieur à 8mm et à des pressions d'argon entre 133 et 667 Pa. Le tableau 4.1 résume les paramètres les plus importants pour les cas que nous avons examinés.

Tableau 4.1

Décharge	R ($\times 10^{-3}m$)	I ($\times 10^{-3}A$)	j (A/m^2)	$p_{Ar}R$ (Pa·m)
BP06	3.0	20	707	6.0
BP03	1.5	20	2829	3.0
BP015	0.75	20	11317	1.5

- Tubes classiques: Ils ont été étudiés afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux que l'on trouve dans les travaux antérieurs [Ve-1] en particulier. Nous avons examiné les deux cas illustrés dans le tableau 4.2.

Tableau 4.2

Décharge	R ($\times 10^{-3}m$)	p_{Ar} (Pa à 0°C)	I ($\times 10^{-3}A$)	j (A/m^2)
BP36	18	400	400	393
BP24	12	400	400	884

En ce qui concerne la température du point froid (qui fixe la pression de vapeur saturante du mercure) nous avons exploré, pour la décharge BP36, les valeurs comprises entre 30°C et 65°C. Ceci nous a permis de comparer nos résultats avec les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1] et les résultats théoriques de Waymouth [Wa-2]. Dans le cas de la décharge BP24 une seule température du point froid a été considérée: 42°C ($p_{Hg} \approx 93$ Pa). Cette température correspond au maximum d'émission U.V. à 254 nm.

Nous avons donc pu comparer les deux "familles" de décharges afin de pouvoir tirer quelques conclusions qui montrent les particularités des tubes de faible diamètre.

Nous avons aussi étudié l'influence des divers paramètres du tube sur le fonctionnement de la décharge. Plus précisément nous nous sommes intéressés à l'effet de la température du point froid et du rayon du tube. Nous avons pu ainsi mettre en évidence l'importance de l'excitation et de l'ionisation de l'argon, négligés systématiquement par la majorité des auteurs intéressés par les décharges basse pression de diamètre plus important.

IV.4.1 Faibles diamètres - Comparaison des résultats avec l'expérience

Dans le cas des tubes à faible diamètre, grâce à un dispositif expérimental réalisé et exploité dans notre laboratoire par P. Bénétruy, il a été possible de comparer les résultats des calculs avec les valeurs expérimentales du champ électrique et avec les variations relatives de l'émission ultra-violette.

Le dispositif expérimental actuel est conçu pour des mesures électriques et photométriques. Il s'agit d'une enceinte transparente remplie d'huile aux silicones, qui circule à l'aide d'une pompe. Le tube est complètement immergé dans l'huile. La température de l'huile peut être fixée et maintenue à une valeur comprise entre -15°C et 80°C . Ce "bain" permet donc de fixer la température du point froid avec une précision de $\pm 2^{\circ}\text{C}$. La décharge est alimentée par une tension sinusoïdale à 28 kHz. La mesure de la tension d'arc se fait à l'aide d'un oscilloscope numérique couplé avec un micro-ordinateur. La chute de tension aux électrodes a été préalablement déterminée.

Notons que les résultats du modèle correspondent à une décharge à courant continu et que les valeurs expérimentales ont été obtenues à 28 kHz. Nous avons dit dans le chapitre I, que la fréquence caractéristique de la diffusion ambipolaire dans les tubes classiques est nettement inférieure à la fréquence de 28 kHz et par conséquent le champ électrique et la densité électronique ne sont pas fortement modulés. On peut alors estimer que les valeurs obtenues à 28 kHz approchent celles que l'on obtiendrait en courant continu. Ceci n'est cependant vrai qu'en première approximation. Dans le cas de diamètres plus faibles (lampe BP015 par exemple), les divergences pourraient être plus importantes (supérieures à 10%). Les figures 4.10 (a: BP06, b: BP03 et c: BP015) donnent les valeurs calculées du champ électrique et les résultats expérimentaux de P. Bénétruy ainsi que les valeurs obtenues à partir du modèle de Waymouth.

Nous observons tout d'abord que dans les trois cas les valeurs données par le modèle classique de Waymouth sont souvent assez éloignées des valeurs expérimentales. Ce résultat est normal car le modèle de Waymouth a été optimisé pour les tubes de diamètre classique (24mm à 36mm). Notons que les différences sont moins prononcées dans les cas du tube BP06 et pour une première estimation du champ électrique ce modèle

peut être utilisé avec précaution et sans descendre au dessous de 25°C pour la température de point froid.

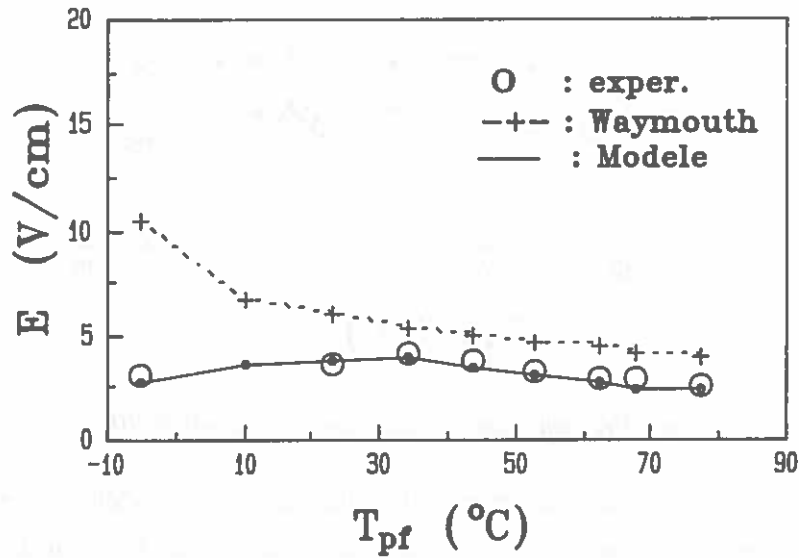


FIG 4.10a Champ électrique dans la colonne positive du tube BP06

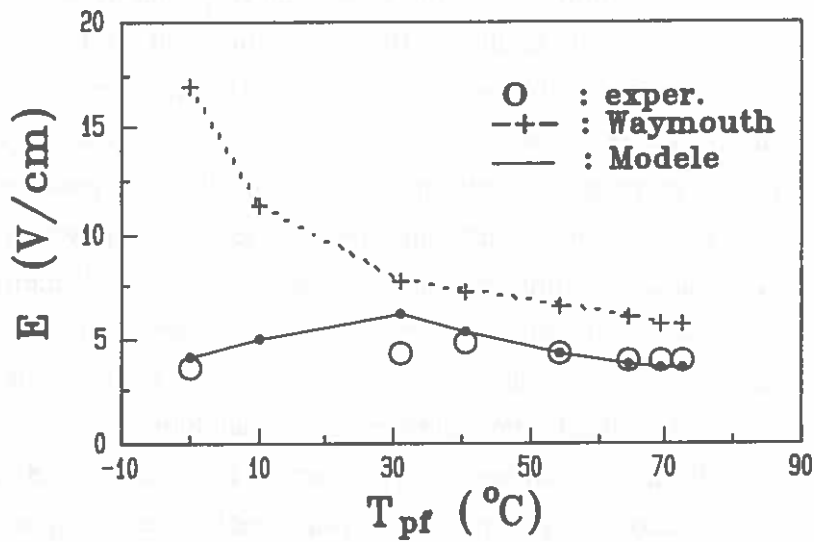


FIG 4.10b Champ électrique dans la colonne positive du tube BP03.

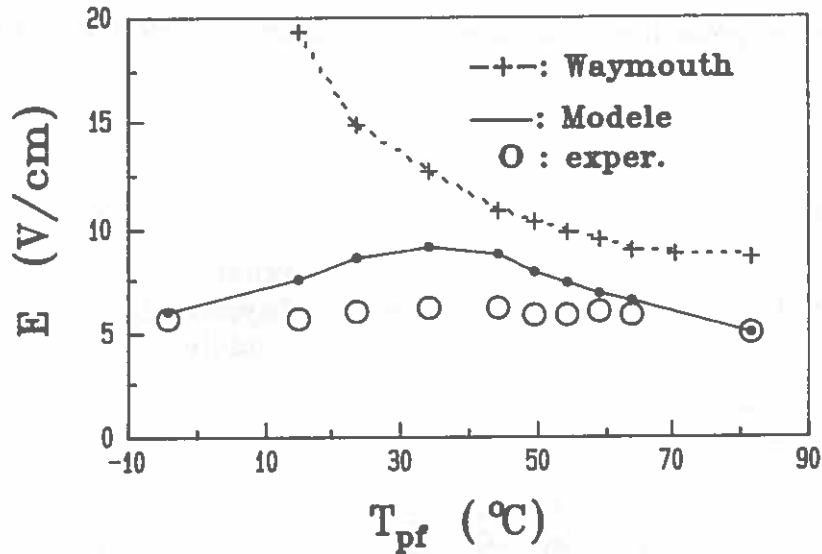


FIG 4.10c Champ électrique dans la colonne positive du tube BP015.

Pour la décharge BP06, l'accord entre les résultats de notre modèle et l'expérience est pratiquement parfait. Si l'on passe à la décharge BP03 l'accord continue d'être satisfaisant excepté pour les valeurs comprises entre 10 et 30°C où les valeurs prévues par le modèle sont légèrement supérieures aux valeurs expérimentales. Ce décrochage devient net dans le cas de la décharge BP015, ici le champ électrique expérimental est pratiquement constant alors que les valeurs théoriques passent par un maximum autour de 35°C. On pourrait penser que ce problème est lié à une défaillance de l'hypothèse de la diffusion ambipolaire dont la validité n'est plus aussi bien respectée lorsque le rayon diminue. En effet, dans le cas de la décharge BP015, la longueur caractéristique de diffusion ambipolaire devient comparable au rayon. En outre, la fréquence caractéristique de diffusion augmente lorsque le rayon diminue, il est donc possible que les résultats expérimentaux à 28 kHz ne correspondent plus aux prédictions obtenues pour un courant continu (hypothèse du modèle). Enfin ces difficultés peuvent se combiner avec la prise en compte imparfaite de la diffusion multiple de plusieurs espèces chargées. Toutefois si ces défaillances ne sont pas à écarter elles n'entraînent pas, à notre avis, une erreur systématique suffisante pour expliquer seules ces divergences. Il est tout aussi vraisemblable, compte tenu de la localisation du phénomène à un domaine de température, que ce soit dans une modélisation insuffisamment précise des émissions U.V du mercure et/ou dans celle de l'excitation du gaz rare qu'il faille rechercher l'origine de ces imperfections.

En ce qui concerne le flux U.V. à 254 nm nous ne pouvons comparer que les valeurs relatives. La figure 4.11 représente, dans le cas de la décharge BP06, les valeurs expérimentales et théoriques du flux U.V., normalisées par rapport à leur maxima respectifs.

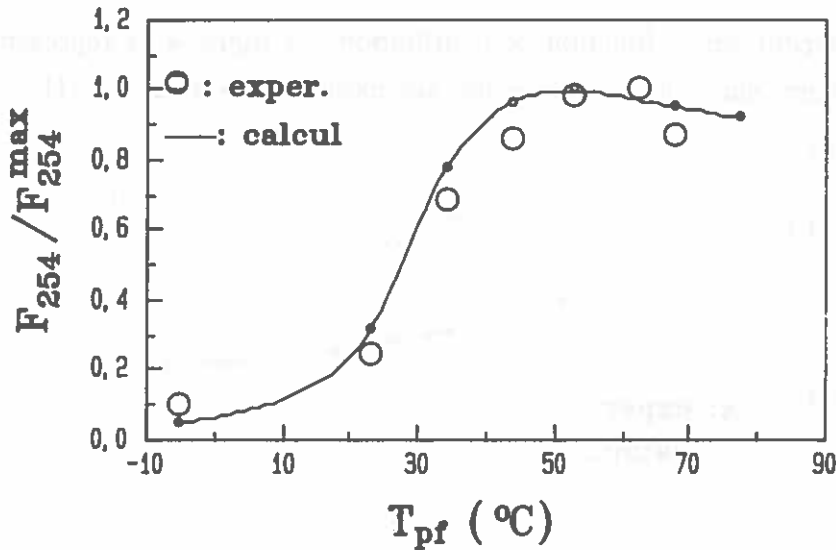


FIG 4.11 Flux U.V. à 254 nm normalisé, émis par le tube BP06.

Nous constatons que l'allure de la variation des flux théorique et expérimental coïncide bien. Cependant le maximum de l'émission théorique se situe à peu près 10°C avant le maximum expérimental. Notons que le calcul du flux U.V. est basé sur la théorie de Holstein en supposant que les raies ont un profil Doppler et que les raies isotopiques de la structure fine ne se recouvrent pas. En conservant telle quelle la formulation de Holstein, la position du maximum du flux était obtenu autour de 40°C, ce qui était contradictoire avec l'expérience. Les calculs entrepris, par I. Bernat sur l'emprisonnement dans les tubes de faible diamètre, à partir d'une méthode Monte-Carlo, montrent que même en tenant compte de la composition isotopique et de l'élargissement de pression, les valeurs obtenus sont 20% à 50% plus faibles que celle prévues par la théorie de Holstein. Etant donné que le calcul complet est très compliqué nous avons décidé d'utiliser, comme Waymouth, un facteur correctif devant le facteur d'emprisonnement afin de le diminuer et d'obtenir un bon accord entre le modèle et l'expérience. La situation s'aggrave lorsque le rayon diminue. Dans ce cas non seulement l'épaisseur optique diminue et approche les limites de validité de la théorie de Holstein mais encore la distribution radiale du niveau émetteur n'est plus monotone. Elle présente un maximum au voisinage de la paroi surtout si la densité électronique devient grande. Ceci peut se traduire par une émission plus forte au voisinage de la paroi et les photons ont donc une probabilité plus grande d'échapper à la décharge.

IV.4.2 Diamètres classiques - Comparaison avec la littérature

Nous avons appliqué notre modèle au tube classique BP36. Contrairement à ce qu'on trouve dans la littérature ([Wa-2], [Dk-1], [Ca-1], [Wi-1]...) nous n'avons utilisé

aucun facteur correctif sur la fonction de distribution. La figure 4.12 représente nos résultats pour le champ électrique et les compare aux mesures de Verweij [Ve-1].

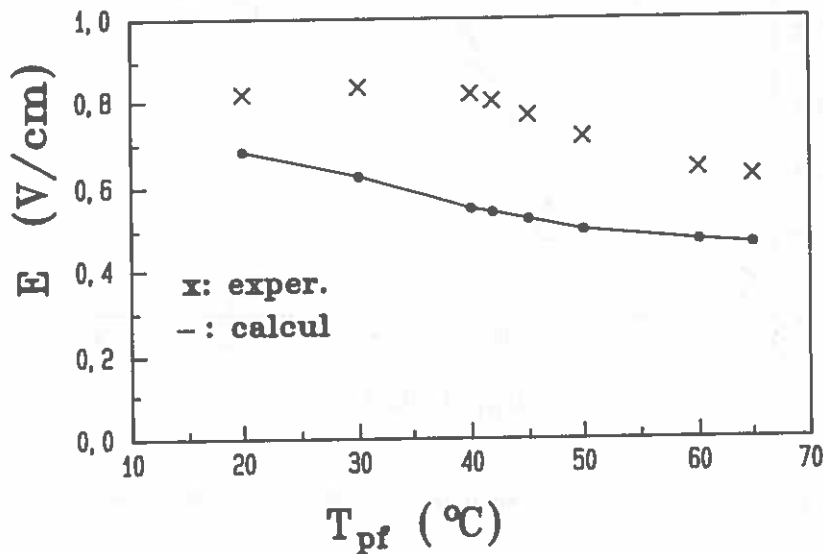


FIG 4.12 Champ électrique dans le tube classique BP36, comparaison entre les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1] et le modèle sans aucun facteur correctif.

Les valeurs du champ prédites par le modèle sont donc inférieures aux valeurs expérimentales. Il faut noter que l'on retrouve ce désaccord de manière cohérente sur l'ensemble des résultats: en effet, une valeur calculée plus faible du champ électrique signifie que l'on injecte moins d'énergie dans la décharge. Par suite elle doit émettre moins d'énergie. Le modèle conduit effectivement à une énergie rayonnée plus faible que l'énergie mesurée et l'écart observé est le même que pour l'énergie électrique injectée.

Deux facteurs peuvent jouer un rôle important dans la production du rayonnement: l'emprisonnement et la population des niveau émetteurs. Pour ce qui concerne l'emprisonnement la théorie de Holstein dans un tube classique est valable avec une bonne approximation car la pression d'argon est de 400 Pa, ce qui exclut de forts élargissement de pression. En outre Waymouth [Wa-2] et Dakin [Dk-1] ont montré que la théorie de Holstein surestime le rayonnement et ils ont été amenés à augmenter le temps de vie effectif d'un facteur correctif de l'ordre de 3 (3.6 pour Waymouth). Pour notre part nous avons obtenu un facteur 2 pour la décharge de référence (BP36). Compte tenu de ces observations nous avons pensé que la source de nos difficultés n'était pas dans l'emprisonnement mais dans la population des niveaux émetteurs et surtout du niveau 6^3P_1 .

Les erreurs sur la population des niveaux peuvent provenir soit des taux de réaction soit de la densité électronique. Dans ces décharges, la densité électronique est pratiquement fixée par la valeur du courant électrique et par la mobilité électronique dans le milieu. Etant donné que le courant est un paramètre externe au calcul et que les valeurs

que nous obtenons pour la mobilité électronique sont à quelques pour cent près égales aux valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1], nous avons mis en cause les taux de réaction.

Les taux de réaction dépendent à leur tour des sections efficaces et de la fonction de distribution en énergie des électrons (qui elle même dépend des sections efficaces). Nous avons vu dans le chapitre III que la relation de Lagushenko et Maya était en bon accord avec la résolution de l'équation de Boltzmann (mais pour le même ensemble de valeurs efficaces) et avec les valeurs expérimentales de Damelincourt (au moins pour la partie basse énergie). Il est donc probable que nos ennuis proviennent directement des sections efficaces à la fois à travers le calcul de la fonction de distribution et à travers l'effet des taux de transition. Effectivement dans le travail de Kenty [Ke-1] qui a été le premier à effectuer des mesures et des calculs sur les décharges mercure-argon, il est écrit: "le calcul des sections efficaces a été fait en utilisant des valeurs théoriques provenant des calculs quantiques, et en les ajustant de façon à obtenir des taux de réaction calculés avec une *Maxwellienne*... ceux-ci reproduisent bien les résultats expérimentaux pour le flux de la raie 254 nm". Si les sections efficaces ont été ajustées en utilisant une Maxwellienne comme fonction de distribution, il est clair qu'en calculant les taux de réactions avec une fonction de distribution où la partie haute énergie est dépeuplée les valeurs obtenues seront trop faibles. La population des niveaux sera elle aussi sous estimée.

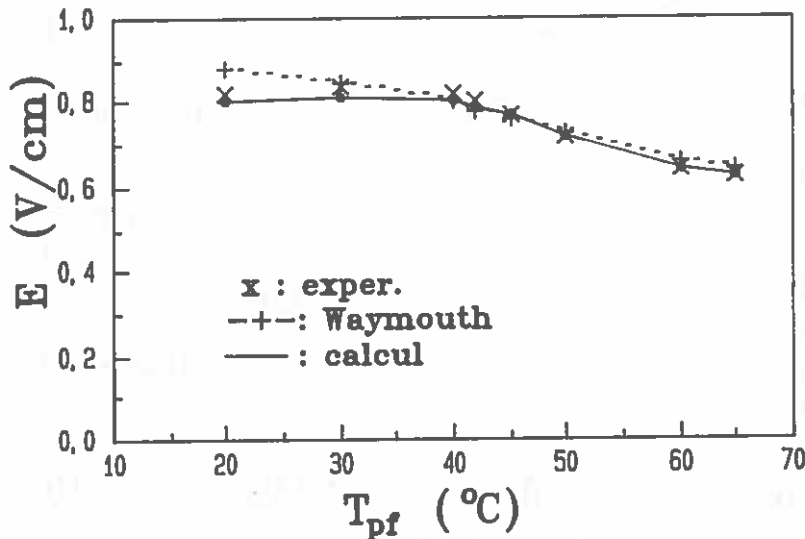


FIG 4.13 Champ électrique dans le tube classique BP36, comparaison entre les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1], notre modèle avec une FDEE modifiée et le modèle de Waymouth.

Damelincourt [Da-1] a également effectué des mesures de la température électronique en utilisant des sondes doubles, l'avantage de cette méthode est qu'elle nous donne des informations concernant la partie de la fonction de distribution autour de la valeur du potentiel flottant du plasma, c'est à dire au voisinage de 7 à 8 V. Bien que ces mesures ne représentent pas exactement la partie haute énergie de la fonction de

distribution elles peuvent nous donner des informations sur la température de la queue de la FDEE. Damelincourt avait trouvé pour un tube BP36 une température voisine de 8000K. En utilisant cette valeur nous avons agi sur le terme de collisions électroniques de la relation (3.31) de Lagushenko de façon à obtenir une fonction de distribution avec la même température pour la partie haute énergie. Nous avons ensuite recalculé le champ électrique en utilisant cette FDEE, la figure 4.13 représente nos résultats et les compare avec les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1] et les valeurs théoriques de Waymouth [Wa-1].

Nous constatons maintenant que l'accord est excellent. Nous pouvons aussi remarquer que le modèle de Waymouth ne peut pas décrire correctement les cas où la température du point froid est inférieure à 25°C car il n'a pas tenu compte de l'ionisation du gaz rare.

Après cette discussion il est normal qu'on se pose la question: Pourquoi le modèle, sans aucune correction sur la fonction de distribution, donne-t-il des résultats satisfaisants dans le cas des tubes de faibles diamètres?

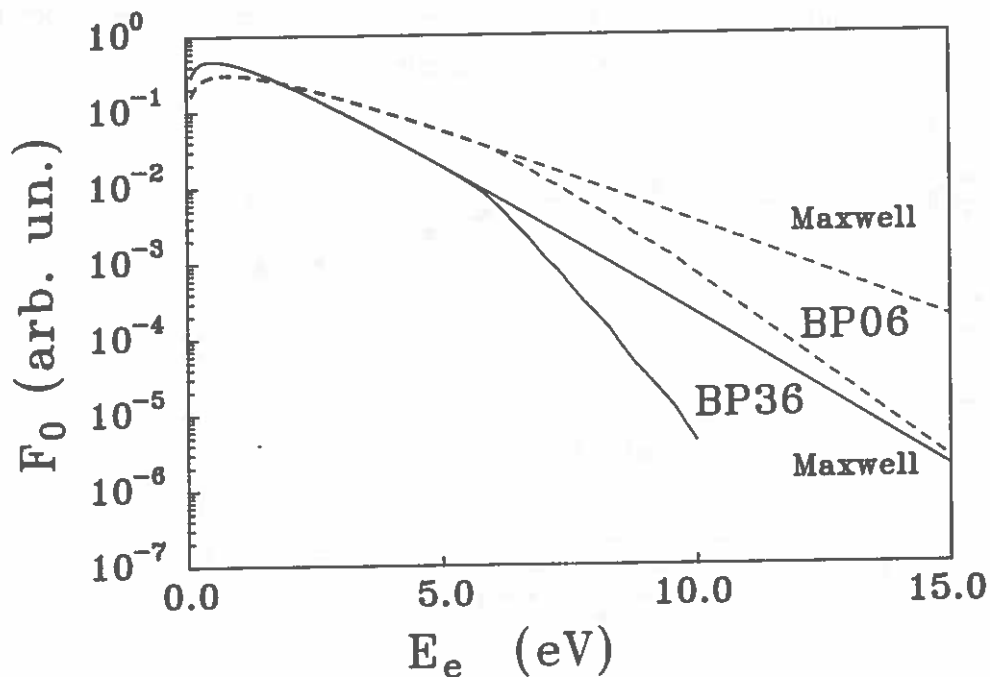


FIG 4.14 Fonctions de distribution des tubes BP36 (ligne continue) et BP06 (ligne pointillée) comparées avec les Maxwelliennes adéquates.

La réponse peut se trouver dans la figure 4.14 qui représente les FDEE calculées dans un tube BP36 et dans un tube BP06 en les comparant chaque fois avec la Maxwellienne adéquate. Nous observons que la FDEE dans le tube BP06 présente une partie haute énergie voisine de la partie haute énergie de la Maxwellienne du tube BP36,

FDEE utilisée par Kenty [Ke-1] pour ajuster les sections efficaces. Il n'est pas étonnant que ce traitement reste valable dans le cas du tube BP06 avec une FDEE non Maxwellienne mais proche de la FDEE "étalon". Cependant, l'échec sera confirmé dans le cas du tube classique si on utilise une FDEE trop éloignée d'une Maxwellienne.

Notons que si la fonction de distribution d'une décharge est très éloignée de la fonction "étalon" les résultats de nos calculs seront inévitablement en désaccord avec les valeurs réelles. Il est nécessaire qu'une étude détaillée des sections efficaces soit faite afin de déterminer des valeurs valables dans un plus large domaine, autrement comme Waymouth l'a dit: "L'utilisation des paramètres ajustables sera inévitable et avec cinq (!) paramètres nous pourrions obtenir tous les résultats que l'on cherche..." [Wa-1].

Nous allons maintenant comparer nos résultats concernant le flux de la raie 254 nm avec les valeurs expérimentales de Verweij [Ve-1], les calculs de Waymouth [Wa-2] et ceux de Winkler [Wi-1] (Fig. 4.15).

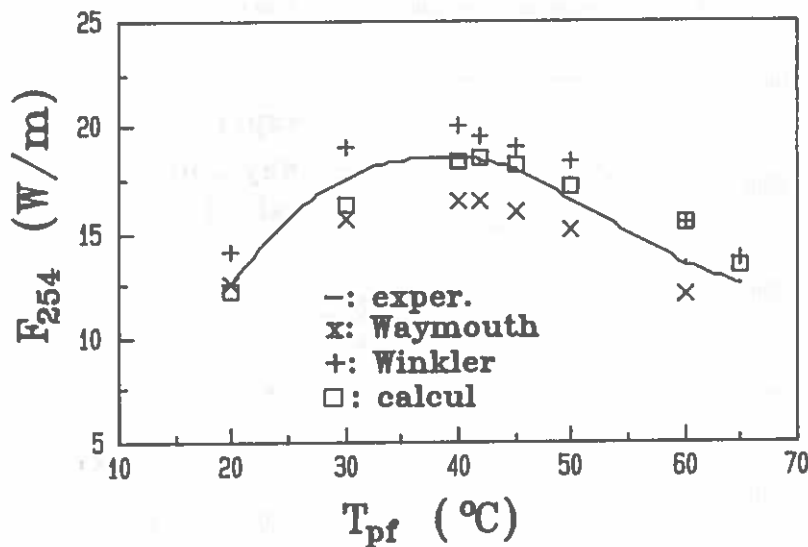


FIG 4.15 Flux émis par la raie 254 nm du Hg dans le cas du tube BP36.

Les figures 4.16 et 4.17 comparent nos résultats de densités électroniques centrales et de température électronique avec les mesures de Verweij et les résultats des autres modèles.

Nous constatons que l'accord entre les valeurs expérimentales de la densité électronique et notre modèle est meilleur. Ceci est dû au fait que les valeurs de la mobilité électronique utilisées par Waymouth sont plus éloignées des valeurs réelles (cf chapitre II). Cette figure confirme aussi la validité de nos calculs concernant la mobilité électronique dans les mélanges Hg-Ar. L'accord entre les valeurs expérimentales de la

température électronique et notre modèle est également satisfaisant. Il faut d'ailleurs noter que l'incertitude des mesures de températures électroniques par la méthode des sondes [Ve-1] n'est pas négligeable.

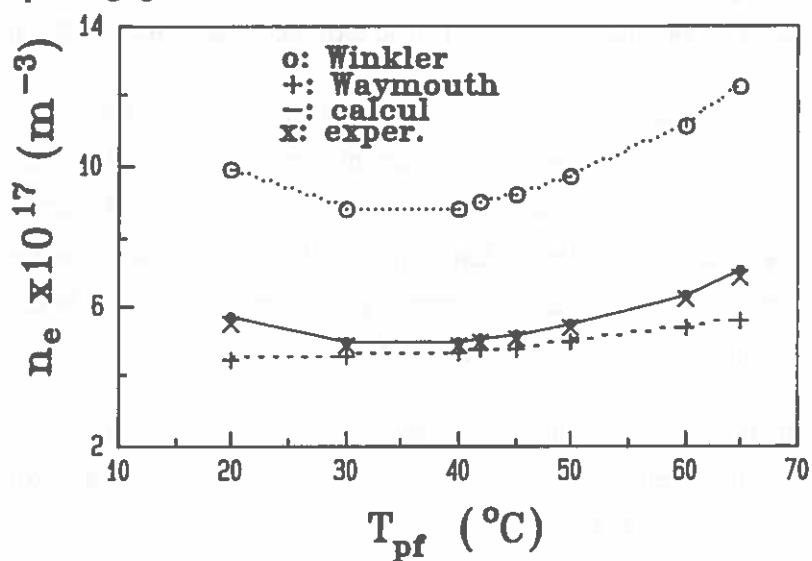


FIG 4.16 Densité électronique centrale dans le tube BP36.

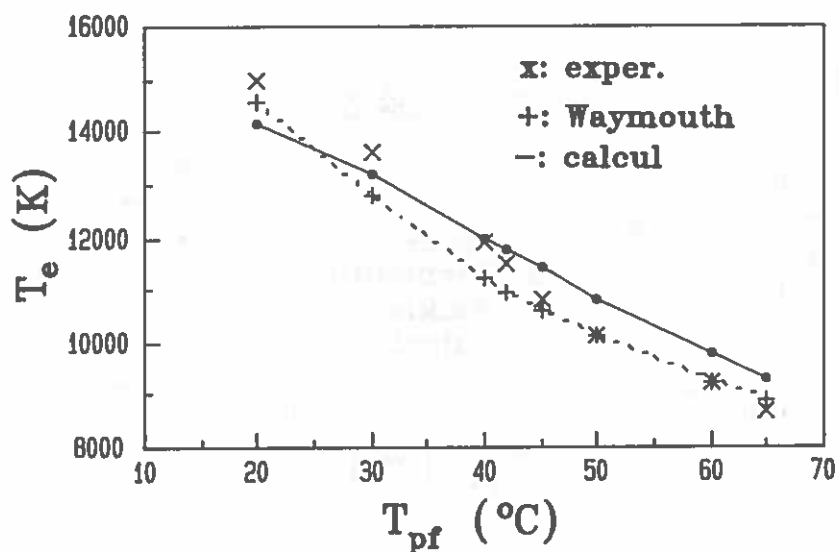


FIG 4.17 Température électronique dans le tube BP36.

Tableau 4.3

	Mesure	[Dn-1] calc.	Modèle
Champ électrique (V/cm)	0.94±0.01	1.02	0.96
Température électronique (K)	13000±500	13000	12500
Densité électronique (cm ⁻³)	8.0×10 ¹¹	12.8×10 ¹¹	10.2×10 ¹¹
Flux à 254nm (W/m)	22.2±3.7	25.0	21.9
Flux à 185nm (W/m)	4.2±1.1	4.4	5.0
Flux visible (W/m)	1.12±0.08	1.47	1.20

En ce qui concerne le tube BP24 Denneman, de Groot et al [Dn-1] ont mesuré certains paramètres de la décharge à 42°C: le tableau 4.3 contient leurs résultats expérimentaux, les valeurs calculées par les mêmes auteurs et ceux obtenus par notre modèle. Comme l'indique ce tableau l'accord reste bon pour l'ensemble des grandeurs.

IV.4.3 Influence du rayon du tube sur le champ électrique et sur la température électronique

Dans ce paragraphe nous allons étudier l'influence du rayon du tube sur les principaux paramètres de la décharge. Dans cette analyse nous utiliserons la décharge classique BP36 comme référence afin de montrer les différences qualitatives entre les décharges classiques et les décharges de faible diamètre. Nous ne pouvons pas comparer quantitativement le tube BP36 avec les décharges de faible diamètre à cause des valeurs différentes de la pression d'argon et du courant.

La figure 4.18 représente le champ électrique en fonction de la température du point froid pour quatre décharges différentes

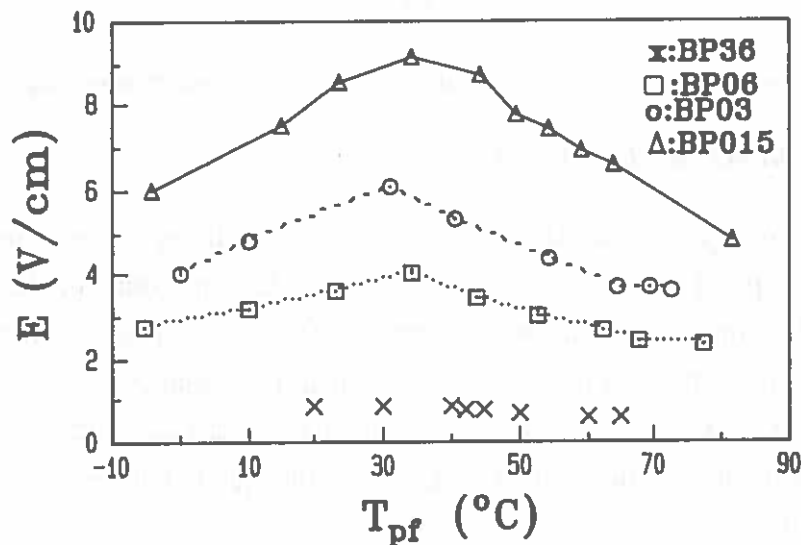


FIG 4.18 Champ électrique en fonction de la température du point froid pour différents tubes.

Nous observons que la valeur du champ électrique augmente rapidement quand le rayon du tube diminue. La diminution du rayon entraîne une augmentation des pertes de paires électron-ion par diffusion. Pour vérifier la balance production-perte la température électronique doit augmenter (Fig. 4.19) ainsi l'énergie totale dissipée dans la décharge augmente également. Nous constatons que le champ électrique passe par une valeur maximale située autour de 30°C à 35°C. Une explication possible est que pour les plus faibles températures (lorsque la fraction de mercure est faible) c'est le gaz rare qui assure l'ionisation et abaisse la température électronique. Les pertes par collisions (élastiques ou inélastiques) avec le mercure sont alors réduites. Pour des températures plus fortes le

mercure assure l'ionisation mais rayonne une énergie plus importante et la température électronique augmente légèrement. En augmentant encore la fraction du mercure dans la décharge nous augmentons l'emprisonnement et les pertes radiatives diminuent. Ce processus aboutit à un abaissement du champ électrique.

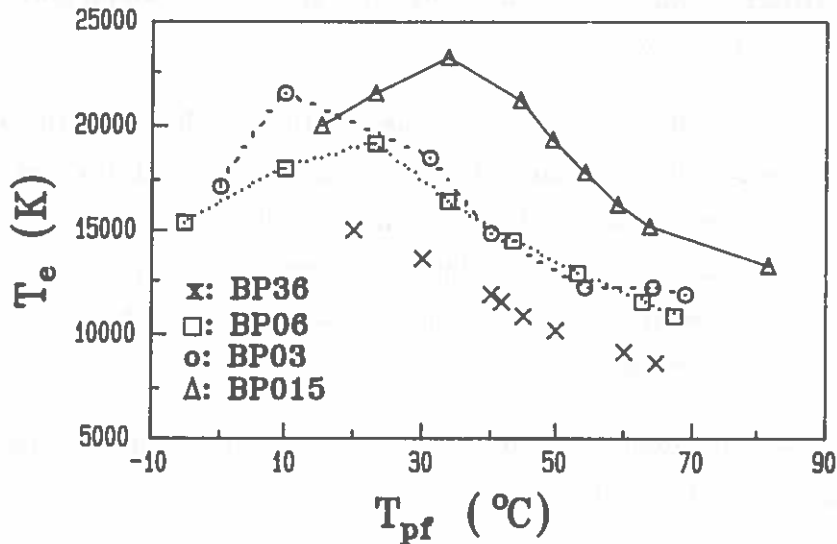


FIG 4.19 Température électronique en fonction de la température du point froid pour différents tubes.

IV.4.4 Influence de la pression d'argon

Nous avons déjà dit que dans les tubes de faibles diamètres et pour les faibles températures de point froid ($T_{pf} < 25^{\circ}\text{C}$) le modèle classique donnait des valeurs de température électronique qui dépassait parfois 10^5 K. Bacri [Ba-1] a montré qu'une décharge dans l'argon pur à la même pression ne peut pas dépasser, sous des conditions voisines 4×10^4 K à 5×10^4 K. Il est donc absurde, dans un cas où la fraction de mercure est vraiment faible, d'avoir des températures plus fortes que la température électronique dans l'argon pur.

La raison pour laquelle le modèle classique conduit à de si fortes valeurs de température électronique est que l'ionisation de l'argon est négligée. Ceci semble ne pas être le cas dans la réalité. L'expérience confirme (qualitativement) que dans des tubes de faible diamètre l'argon peut s'exciter (et s'ioniser), car une lueur violette apparaît dans les cas où la température du point froid est relativement basse.

Nous avons donc incorporé à notre modèle la possibilité d'excitation et d'ionisation de l'argon (cf. paragraphes précédents). La figure 4.20 représente l'effet du gaz rare sur le calcul du champ électrique dans le tube BP06.

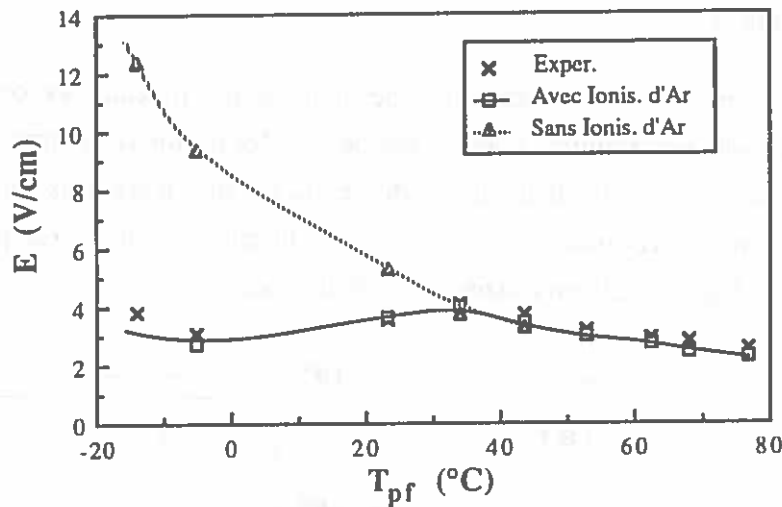


FIG 4.20 Influence de l'ionisation de l'argon sur le champ électrique dans un tube BP06.

IV.4.5 Population des niveaux et rayonnement

La population des niveau 6^3P est directement liée avec le rayonnement à 254 nm car le niveau rayonnant (6^3P_1) est étroitement lié avec les deux autres niveaux métastables (6^3P_0 et 6^3P_2), en outre le niveau 6^3P_2 est la source principale d'ionisation

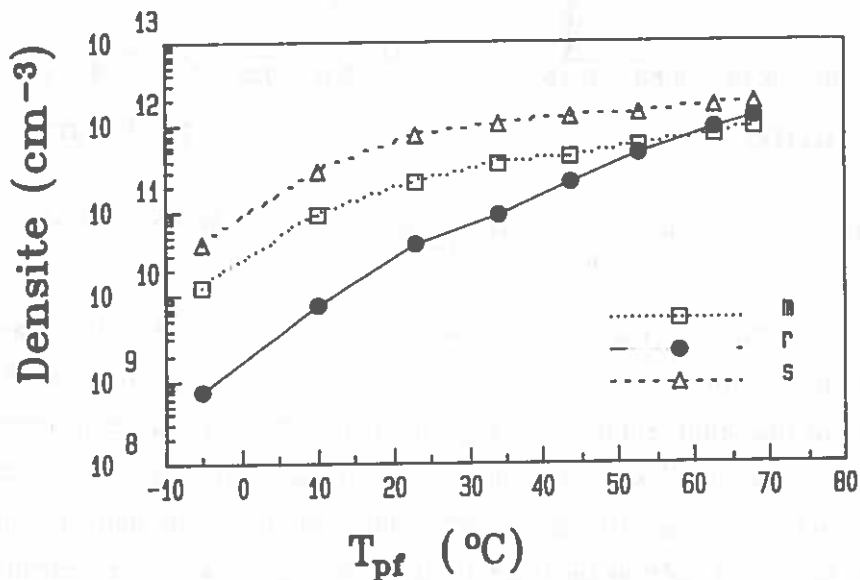


FIG 4.21 Densités centrales des niveau 6^3P en fonction de la température du point froid dans le tube BP06.

La figure 4.21 représente les densités au centre du tube ($r=0$) des niveaux 6^3P en fonction de la température du point froid dans le cas du tube BP06.

Nous constatons que la densité du niveau rayonnant augmente rapidement avec la température du point froid par contre les densités des deux niveaux métastables tendent vers une valeur de saturation. Cette saturation peut s'expliquer par le fait que les états

métastables peuvent passer facilement soit au niveau rayonnant ($6^3P_0 \rightarrow 6^3P_1$) soit s'ioniser ($6^3P_2 \rightarrow Hg^+$).

En ce qui concerne la distribution radiale des densités des niveaux, sa forme dépend fortement de la densité électronique. Dans le cas des faibles diamètres et pour les faibles températures du point froid, la distribution des états excités n'est plus monotone en fonction du rayon mais présente un maximum vers la paroi du tube. Ce phénomène n'apparaît pas sur la figure 4.22a en raison du choix de coordonnée

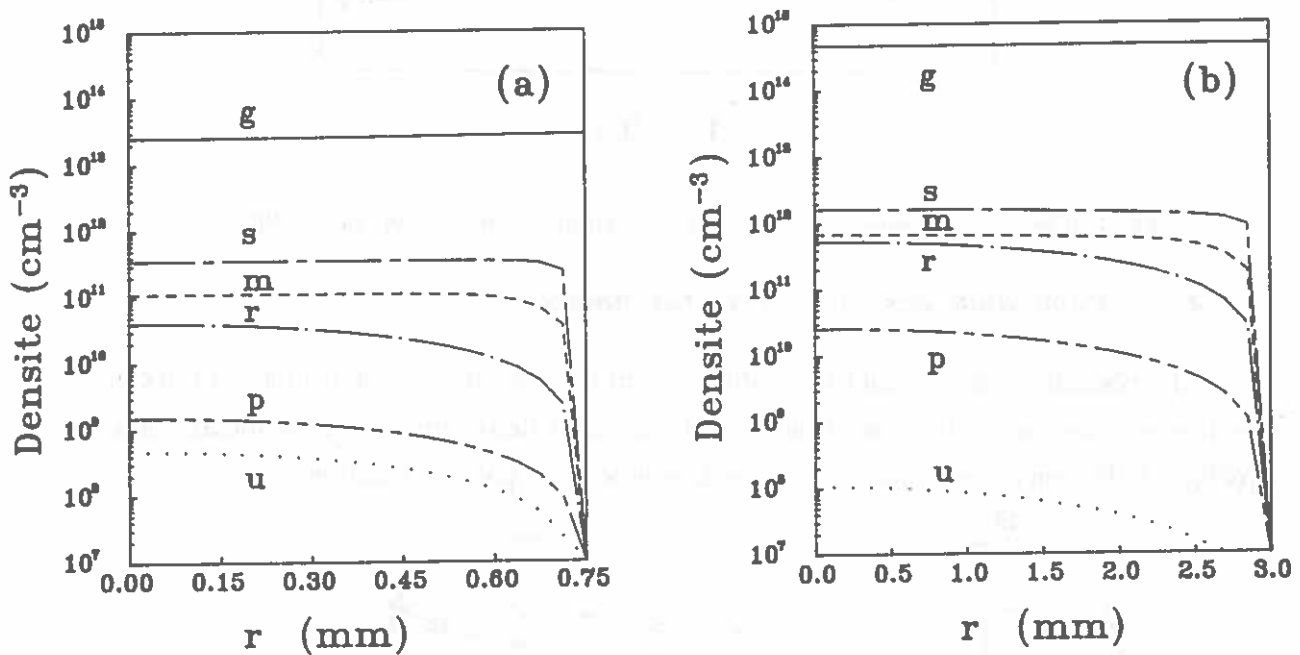


FIG 4.22 Distribution radiale des niveaux excités du mercure a: dans le tube BP015 à 15°C et b: dans le tube BP06 à 52.9°C.

Cayless [Ca-1] dans ses travaux parle de ce phénomène en faisant allusion aux tubes sodium basse pression où effectivement il est possible d'observer expérimentalement une augmentation du rayonnement vers la partie extérieure de la décharge. Cayless pense que l'explication de ce phénomène est directement liée avec les phénomènes de transport par diffusion ambipolaire et ordinaire dans le tube. Ce phénomène est dû à la déplétion de l'état fondamental dans la partie centrale de la décharge. La figure 4.22b montre que le profil radial de la densité des niveaux excités devient monotone dans les cas où la densité électronique est plus faible. Notons que dans le cas où le profil est monotone, il s'approche d'un profil parabolique pour les niveaux métastables et d'un quasi-profil de Bessel pour les niveaux rayonnants. Etant donné que le profil de la densité électronique suit dans tous les cas un profil de Bessel ($\pm 2\%$) il semble bien que les électrons imposent leur distribution uniquement aux niveaux radiatifs.

Cependant en augmentant la température du point froid ($T_{pf} > 65^\circ\text{C}$) le profil des états rayonnants devient de plus en plus plat.

Il est intéressant de noter que le décrément de Boltzmann dans un tube BP36, passe d'une valeur de l'ordre de 5×10^{-2} (0°C) à 0.6 (65°C). Cette augmentation montre clairement la tendance à approcher l'état de l'E.T.L. lorsque l'on augmente la pression du mercure.

Si on connaît la densité des niveaux de résonance, leur distribution radiale et bien sûr le facteur d'emprisonnement, il est possible de calculer le flux global des deux raies de résonance du mercure. La figure 4.23 représente l'évolution du flux à 254 nm en fonction de la température du point froid pour plusieurs décharges.

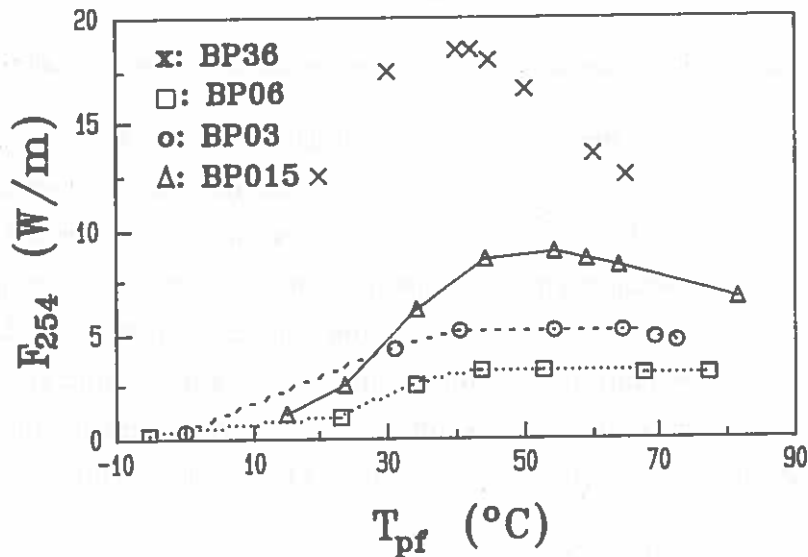


FIG 4.23 Evolution du flux à 254 nm en fonction de la température du point froid pour plusieurs tubes.

Pour ce qui concerne les tubes de faible diamètre nous constatons que le flux diminue lorsque le rayon augmente. La position du maximum d'émission se situe vers 50°C - 55°C dans le cas des faibles diamètres soit 20°C plus haut que dans un cas classique. Ceci s'explique par la diminution considérable du facteur d'emprisonnement lorsqu'on passe des tubes classiques aux tubes de faible diamètre. Il est aussi intéressant de voir comment évolue l'efficacité de production de la raie 254 nm, la figure 4.24 donne cette évolution.

L'efficacité maximale d'un tube de faible diamètre semble comparable à celle d'un tube classique. Les tubes de faible diamètre sont plus efficaces aux fortes températures de point froid à cause du faible emprisonnement. Ils sont par contre moins efficaces pour les faibles températures du fait que la température électronique est plus forte. Elle oblige alors une grande fraction du mercure à s'ioniser. Notons que le tube BP03 présente une efficacité maximale par rapport aux deux autres.

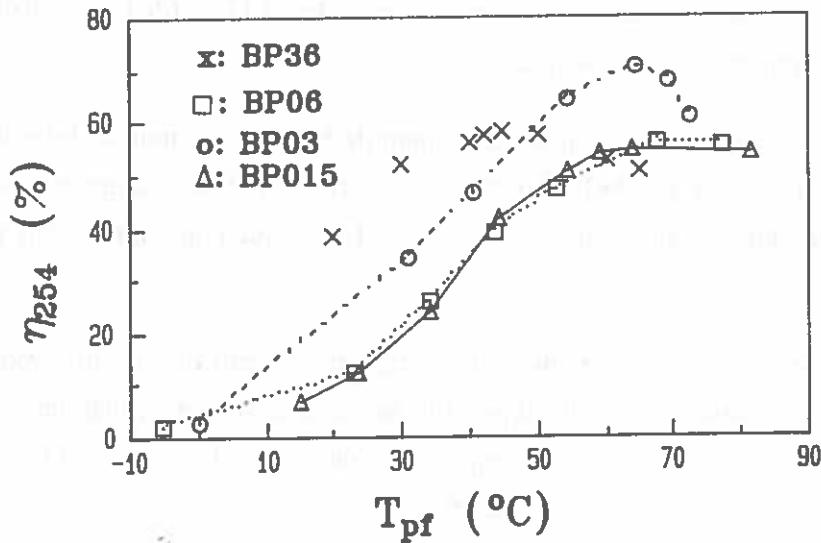


FIG 4.24 Efficacité de production de la raie 254 nm en fonction de la température du point froid.

Le flux de la raie 185 nm est plus important dans les tubes de faible diamètre que dans les tubes classiques, ceci est aussi une conséquence directe de l'augmentation de la température électronique. La fraction d'énergie qui est dissipée par la raie 185 nm est nettement plus faible (pratiquement d'un ordre de grandeur) que l'énergie emportée par la raie 254 nm. L'émission de la raie 185 nm en fonction de la température du point froid passe aussi par un maximum mais ce maximum se situe à des températures bien plus faibles que le maximum d'émission à 254 nm. Ceci est dû au plus grand emprisonnement de cette raie et également peut-être à sa participation à l'ionisation du niveau 6^1P_1 .

IV.4.6 Bilan de puissance

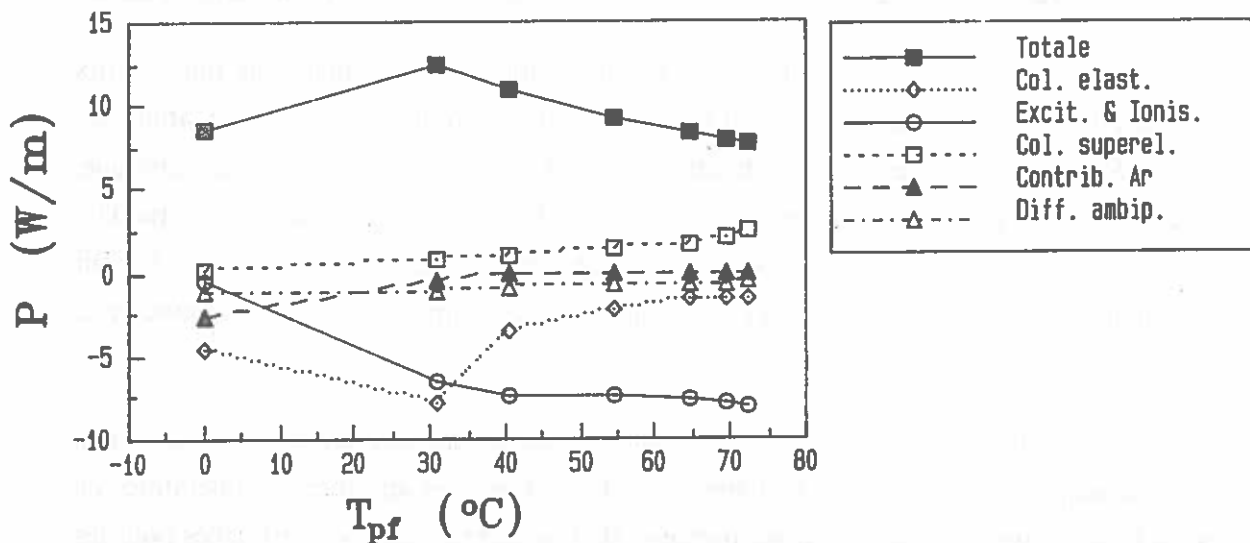


FIG 4.25 Bilan d'énergie en fonction de la température du point froid dans un tube BP03

Nous avons également étudié le bilan de puissance dans les décharges qui nous intéressent. Par exemple la figure 4.25 résume les divers termes du bilan dans un tube BP03. Notons que les termes de pertes d'énergie: collisions élastiques, excitation et ionisation du mercure, excitation et ionisation de l'argon, diffusion ambipolaire sont représentés avec des signes négatifs, alors que la puissance totale et les gains par collisions superélastiques sont représentés par des valeurs positives.

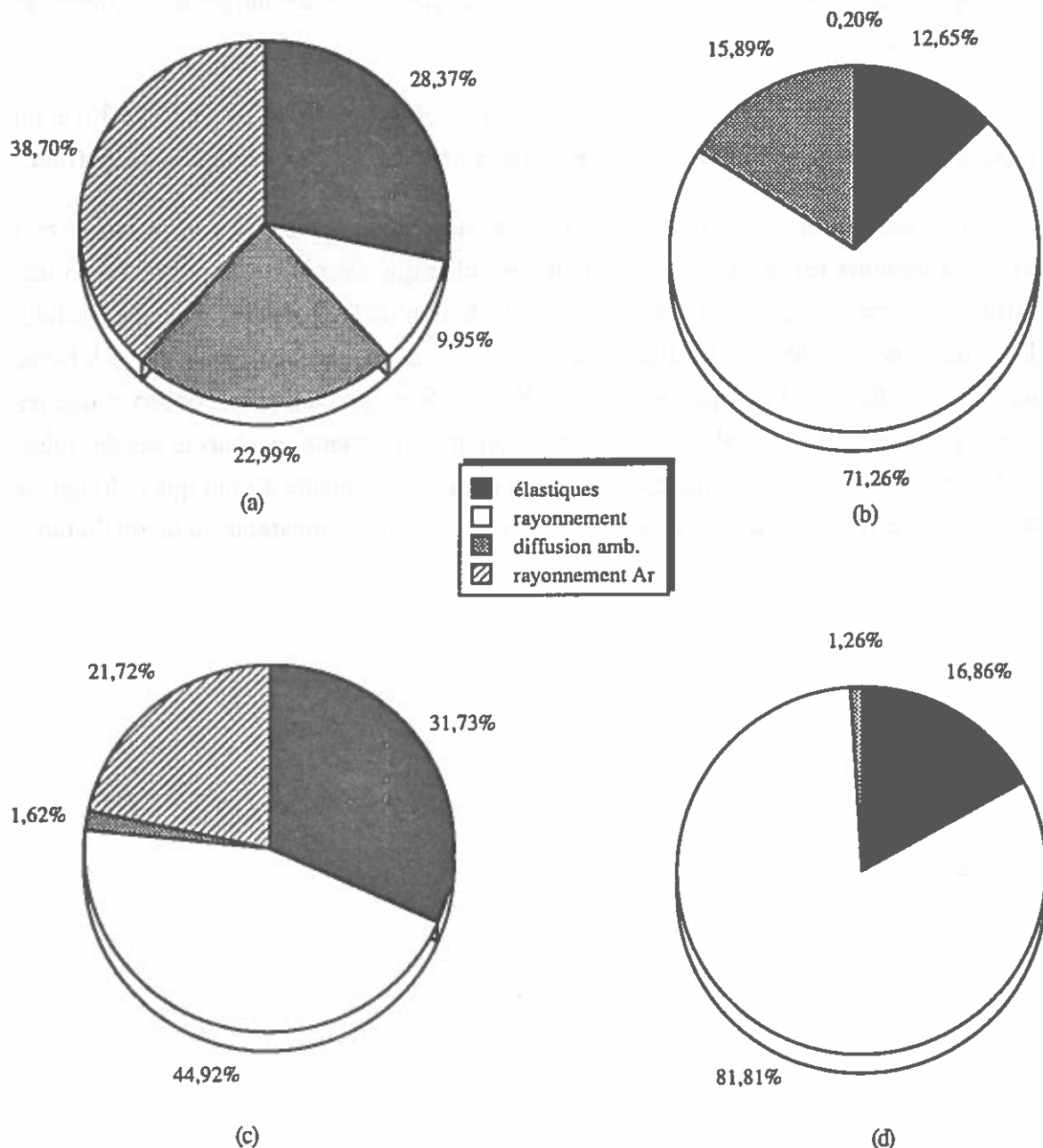


FIG 4.26 Bilan d'énergie dans les cas suivants: (a) tube BP015 à 15 °C; (b) tube BP015 à 63.8 °C; (c) tube BP36 à 20 °C et (d) tube BP36 à 65 °C.

Il est évident que pour les faibles températures du point froid les collisions élastiques et l'excitation-ionisation de l'argon sont responsables de la dissipation

d'énergie dans la colonne positive. Les pertes d'énergie pour l'excitation et l'ionisation de l'argon tendent rapidement vers zéro en augmentant la température du point froid tandis que les pertes par excitation et ionisation du mercure augmentent pour devenir les termes principaux du bilan. Le terme de pertes par diffusion ambipolaire reste pratiquement constant avec la température du point froid. Finalement les gains d'énergie par collisions superélastiques augmentent au fur et à mesure que la pression du mercure augmente. La différence entre les pertes par excitation et les gains par collisions superélastiques correspond à la puissance totale qui va s'échapper de la décharge sous forme de rayonnement.

La figure 4.26 montre le bilan détaillé pour deux cas: un tube classique (BP36) et un tube de faible diamètre (BP015) et ceci pour deux températures différentes du point froid.

En comparant les deux tubes nous constatons qu'il existe des différences très importantes entre les deux cas. Cependant il est clair que c'est seulement dans le cas des faibles températures de point froid que la contribution de l'argon n'est plus négligeable. Les collisions élastiques constituent elles aussi un terme non négligeable tant à basse température du point froid qu'à température élevée. Nous pouvons aussi observer que les pertes par diffusion ambipolaire ne jouent un rôle très important que dans le cas des tubes de faible diamètre. Cette dernière constatation n'est pas étonnante du fait que la longueur caractéristique de la diffusion ambipolaire est, dans ces cas, comparable au rayon du tube.



Il est évident que pour les tubes de faible diamètre, la contribution de l'argon n'est plus négligeable. Les collisions élastiques constituent elles aussi un terme non négligeable tant à basse température du point froid qu'à température élevée. Nous pouvons aussi observer que les pertes par diffusion ambipolaire ne jouent un rôle très important que dans le cas des tubes de faible diamètre. Cette dernière constatation n'est pas étonnante du fait que la longueur caractéristique de la diffusion ambipolaire est, dans ces cas, comparable au rayon du tube.

V . HAUTE PRESSION - L'E.T.L. ET LE MODELE A DEUX TEMPERATURES

COMME nous l'avons déjà mentionné dans le premier chapitre, l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local simplifie considérablement l'étude des décharges pour lesquelles elle est valable. A l'E.T.L. les propriétés du milieu sont directement reliées à sa température, grandeur qui peut être facilement déterminée par des mesures spectroscopiques. D'autre part, la simplicité des lois valables à l'E.T.L. nous permet, par exemple, de modéliser plus facilement le transfert du rayonnement ou les phénomènes chimiques dans le plasma sans avoir besoin de connaître les centaines de coefficients exigés par un modèle collisionnel-radiatif.

Dans les années cinquante, les spectroscopistes (cf par exemple [Gr-1]), ont admis la validité de l'E.T.L. pour des décharges à pression atmosphérique communément désignées sous le terme de décharges haute pression. La spectrométrie quantitative durant la période 1950-60 a donc reposé complètement sur ce principe. Certains désaccords observés expérimentalement furent attribués aux incertitudes expérimentales, aux erreurs de calibrage des appareils ou encore aux inhomogénéités du milieu lui même. Cependant, durant les années 1955-61 Egorov [Er-1] et Kolesnikov [Kl-1] de l'Institut Lebedev ont remis en cause la validité de l'E.T.L. pour les décharges haute pression et un peu plus tard Bochkova (1965) [Bc-1] et Miller (1969) [Me-2] ont mesuré des déviations à l'E.T.L. dans des plasmas d'argon à la pression atmosphérique. En ce qui concerne les décharges mercure haute pression (0.1×10^6 à 0.5×10^6 Pa) les résultats actuels de Karabourniotis [Ka-1], [Ka-2], obtenus en collaboration avec notre laboratoire, montrent qualitativement l'existence de déviations à l'E.T.L. Ses résultats semblent plausibles mais il est difficile de les incorporer dans une modélisation de la décharge. Couris et al [Co-1], [Co-2], [Co-3] en se basant sur un modèle simplifié qui fait appel à l'hypothèse d'un plasma à deux températures et en utilisant des mesures de courant électrique dans la décharge, ont réussi à obtenir quelques informations quantitatives concernant les déviations à l'E.T.L. Elles confirment la tendance des résultats de Karabourniotis.

Le but de ce chapitre est de montrer comment il est possible de chiffrer des déviations à l'E.T.L. en se basant sur un modèle où la température électronique du plasma est légèrement supérieure à celle des particules lourdes. Dans un premier temps nous allons exposer la base théorique de notre modèle, ensuite nous montrerons l'influence de

l'hypothèse à deux températures sur les coefficients de transport dans le plasma, transport qui sont co-responsables des déviations à l'E.T.L. Nous chiffrerons également l'influence d'une différence fixée à priori entre les températures des électrons et des particules lourdes sur la fonction de distribution des énergies électroniques et la population des niveaux 6^3P du mercure.

V.1 LOI DE SAHA GENERALISEE

Dans un plasma d'arc les électrons, grâce à leur grande mobilité, emportent la plus grande part de l'énergie électrique apportée par le champ. Nous avons déjà vu dans le chapitre I comment les électrons transfèrent par l'intermédiaire des collisions élastiques ou inélastiques cette énergie aux particules lourdes. Du fait de leur faible masse, par rapport aux particules lourdes, le transfert d'énergie par collisions élastiques qui chauffe les particules lourdes peut être inefficace si la densité électronique reste faible. Dans les plasmas non isothermes la température électronique excède la température des neutres. Nous pouvons traiter séparément les atomes et les ions constituant un mélange binaire, et le nuage électronique qui obéissent à des fonctions de distribution des vitesses différentes.

La fonction de distribution des particules neutres est dans tous les cas Maxwellienne mais à cause de la grande masse des particules elle peut être correctement approximée par une fonction δ de Dirac centrée autour de la vitesse moyenne des particules neutres. Il en résulte que l'excitation ou l'ionisation d'atomes par collision avec des particules lourdes est fort improbable. En ce qui concerne la fonction de distribution des électrons, celle-ci peut être considérée dans un premier temps comme une Maxwellienne. Nous verrons plus tard comment le découplage du nuage électronique et des particules lourdes influence cette fonction de distribution.

Si T_e est la température des électrons et T_g la température des particules lourdes (atomes et ions) nous définissons le rapport θ comme:

$$\theta = \frac{T_e}{T_g} \quad (5.1)$$

Prigogine [Pr-1] a montré que dans un plasma non-isotherme, le degré d'ionisation ne peut plus être calculé par l'équation fondamentale de Saha. Conformément à la thermodynamique chimique de T. de Donder [Do-1], Prigogine a montré qu'il est en effet possible d'étendre la notion d'équilibre chimique et dès lors de généraliser l'équation de Saha au cas du plasma non-isotherme dans lequel l'équilibre thermique ne se trouve pas réalisé mais dont les divers constituants possèdent pourtant des fonctions de distribution statistiques bien déterminées. Après une série de calculs thermodynamiques qu'il n'est

pas question de reproduire ici, Prigogine a abouti à la relation suivante qui exprime la loi de Saha généralisée pour un atome une fois ionisé:

$$\left[\frac{n_e n_i}{n}\right]^{1/\theta} = \frac{2U_i(T_e)}{U(T_e)} \frac{[2\pi m_e k_B T_e]^{3/2}}{h^3} \exp\left\{-\frac{E_{ion}-\Delta E_{ion}}{k_B T_e}\right\} \quad (5.2)$$

Selon Griem [Gr-1], l'abaissement du potentiel d'ionisation ΔE_{ion} peut s'exprimer conformément à la théorie de Debye-Hückel sous la forme:

$$\Delta E_{ion} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0\lambda_D} \quad (5.3)$$

où z est la charge ionique ($z=0$ pour l'atome neutre), et où la longueur de Debye, sous l'hypothèse de deux températures, s'exprime par:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e (1+\theta)}} \quad (5.4)$$

La formule (5.2) est couramment utilisée dans la littérature, ainsi Kannappan et Bose [Kp-1] l'utilisent pour la détermination de la composition et des coefficients de transport dans un plasma d'argon, Chen et Pfeder [Ch-2] l'appliquent à la modélisation de la zone anodique, Eddy [Ed-1] l'utilise dans sa modélisation "multifluide".

La forme (5.2) n'est pas la seule qui apparaisse dans la littérature, ainsi Potapov [Pv-1] a proposé une forme similaire:

$$\left[\frac{n_e n_i}{n}\right]^{1/\theta} = \frac{2U_i(T_e)}{U(T_e)} \left[\frac{U_i(T_g)}{U(T_g)}\right]^{1/\theta} \frac{[2\pi m_e k_B T_e]^{3/2}}{h^3} \exp\left\{-\frac{E_{ion}-\Delta E_{ion}}{k_B T_e}\right\} \quad (5.5)$$

Collins [Cl-1] utilise une autre formule:

$$\frac{n_e n_i}{n} = \frac{2U_i(T_e)}{U(T_e)} \frac{[2\pi m_e k_B T_e]^{3/2}}{h^3} \exp\left\{-\frac{E_{ion}-\Delta E_{ion}}{k_B T_e}\right\} \quad (5.6)$$

Richley et Tuma [Ri-1] prétendent que ni l'équation de Prigogine ni celle de Potapov ne sont valables et proposent une méthode purement cinétique pour le calcul du degré d'ionisation du plasma. Van der Mullen en se basant sur une analyse théorique [Mu-2] et des résultats expérimentaux [Mu-3] prétend aussi que l'équation de Prigogine n'est pas valable. Cependant son raisonnement est établie pour des niveaux excités supérieurs où l'approximation de l'E.T.L.P. est respectée.

Dans cette étude nous avons utilisé la relation (5.2) de Prigogine malgré les restrictions que nous venons de citer. Notre choix peut être justifiée par le fait que nous

nous intéressons à l'ionisation à partir du fondamental et pas seulement à l'ionisation à partir des états excités comme l'a fait Van der Mullen. D'autre part le traitement de Richley et Tuma est bien plus compliqué et leurs résultats ne sont pas très éloignés de la relation (5.2) à condition que le rapport θ reste dans des limites raisonnables. En ce qui concerne les équations de Potapov et de Collins nous n'avons pas trouvé d'autres informations dans la littérature à part les articles originaux.

V.2 ETUDE DU MILIEU BITHERME

Dans les paragraphes qui suivront nous allons examiner l'influence de l'hypothèse de deux températures sur la composition et les coefficients de transport d'un plasma de décharge mercure haute pression.

Dans cette première approche nous utilisons le rapport θ comme un paramètre qui va de la valeur 1.0 (E.T.L.) à la valeur 3.0. Ce choix peut être justifié d'une part du fait que la valeur 3.0 n'est pas trop forte de façon à limiter les différences entre les diverses approches de la loi de Saha généralisée. D'autre part parce qu'on considère généralement que dans les décharges mercure haute pression la valeur de θ ne doit pas dépasser la valeur 1.5. Cependant cette condition si elle est plausible n'est pas justifiée expérimentalement* et les explications théoriques sont loin d'être rigoureuses.

Cette étude nous permettra, d'une part, de tracer des graphiques que nous pourrions utiliser comme abaques afin de déterminer la composition du plasma et les coefficients de transport si l'on connaît la valeur de θ et la température électronique. D'autre part, et cela est plus important, nous pourrions étudier le comportement du plasma sous l'influence de deux températures.

V.2.1 *Composition du milieu*

Nous voulons calculer la composition du plasma d'une décharge établie dans le mercure à des pressions totales allant de 10^5 à 0.5×10^6 Pa. Ce plasma est donc formé du mercure neutre, des ions du mercure et des électrons. Notons que dans notre étude nous avons tenu compte de l'argon introduit dans la décharge (1.3 à 2.6 kPa à la température ambiante) qui sert de gaz d'amorçage. Mais en raison des valeurs du premier seuil d'excitation et de son potentiel d'ionisation il est évident que sa contribution à l'ionisation est pratiquement nulle.

* A noter que la méthode de l'interférométrie holographique a montré que θ peut dépasser la valeur 2.0, depuis l'efficacité de cette méthode expérimentale reste à démontrer.

Afin d'évaluer les valeurs des densités de mercure atomique n_a , de mercure ionisé n_i et des électrons n_e en fonction du paramètre θ et pour une température électronique donnée, nous avons besoin des équations suivantes:

- Loi de Saha généralisée donnée par l'équation (5.2) en tenant compte de la dépendance de l'abaissement du potentiel d'ionisation avec θ (éq. 5.3 et 5.4).
- Conservation de la pression totale, qui s'exprime sous la forme:

$$p_{\text{tot}} = n_e k_B T_e + (n_a + n_i) k_B T_g + p_{\text{Ar}}(T_g) \quad (5.7)$$

- Loi de la neutralité électrique:

$$n_e = n_i \quad (5.8)$$

Les valeurs de la fonction de partition pour le mercure et son ion une fois chargé sont données dans les travaux de Galan [Ga-1] (de 1500K à 7000 K) et Tamaki [Tk-1] (de 7000 K à 12000 K). Le domaine de température qui nous intéresse se situe entre 1000K et 7000K (l'expérience montre que pour une décharge mercure haute pression la température centrale dépasse rarement 6500 K). Donc dans cette approche nous prenons des valeurs de la fonction de partition indépendantes de la température (électronique ou température du gaz): $U_{\text{Hg}}=1.0$ et $U_{\text{Hg}^+}=2.0$.

En combinant maintenant les équations (5.2), (5.7) et (5.8) et en faisant un changement de variable du type:

$$X = \ln n_e \quad (5.9)$$

nous aboutissons à la relation formelle suivante entre la variable X et les paramètres θ et T_e :

$$\left[\frac{1-\theta}{\theta} \right] X - c_1 - \frac{3}{2} \ln T_e + \frac{c_2}{T_e} - \frac{c_3}{T_e} \exp\left\{ \frac{X}{3} \right\} - \frac{1}{\theta} \ln \left\{ \frac{p_{\text{tot}} \theta}{k_B T_e} - (1-\theta) \exp\{X\} - n_{\text{Ar}} \right\} = 0 \quad (5.10)$$

où les constantes c_1 , c_2 et c_3 sont données par les relations:

$$c_1 = \ln \left\{ \frac{2U_{\text{Hg}^+}}{U_{\text{Hg}}} \left[\frac{2\pi m_e k_B}{h^2} \right]^{3/2} \right\} \quad c_2 = \frac{E_{\text{ion}}}{k_B} \quad \text{et} \quad c_3 = \frac{ec_2}{k_B} \quad (5.11)$$

L'équation (5.10) est non linéaire et elle peut être résolue par rapport à X en utilisant un algorithme de Newton-Raphson tel qu'il est décrit par exemple par Forsythe [Fs-1]. Ainsi nous obtenons la densité électronique du milieu en fonction de la température électronique, de la pression totale du plasma et du paramètre θ . Les densités n_a et n_i peuvent être évaluées facilement.

Nous avons appliqué cette méthode de calcul à deux pressions différentes: $0.1 \times 10^6 \text{ Pa}$ et $0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$ et pour une gamme de températures allant de 7000 K à 4500 K. Les figures 5.1a et 5.1b donnent les résultats obtenus pour la densité électronique.

Nous observons que les valeurs de la densité électronique à $0.1 \times 10^6 \text{ Pa}$ sont plus faibles que celles à $0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$ pour tous les couples θ, T_e . Ceci est une conséquence directe de la valeur de la densité atomique du mercure qui est nettement plus faible à la pression de $0.1 \times 10^6 \text{ Pa}$ qu'à $0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$.

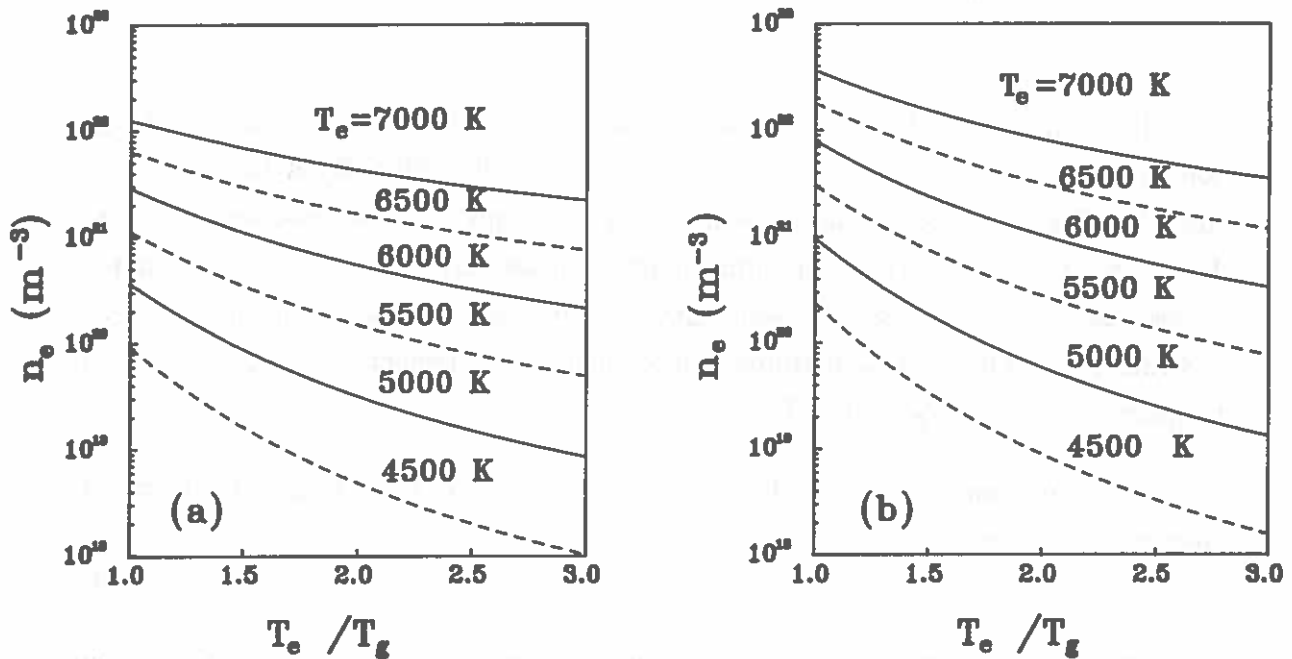


FIG 5.1 Densités électroniques en fonction du rapport θ pour plusieurs températures électroniques à $0.1 \times 10^6 \text{ Pa}$ (a) et à $0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$ (b) de pression totale.

Les déviations à la loi de Saha augmentent en même temps que le paramètre θ . Ceci est complètement prévisible à partir de l'équation (5.2). Ainsi en définissant comme décrement de Saha b le rapport:

$$b = \frac{n_e}{n_s} \quad (5.12)$$

nous pouvons chiffrer l'influence de θ sur b . La figure 5.2 montre la relation entre le décrement de Saha et le paramètre θ . On observe que l'on s'écarte d'autant plus vite de la densité de Saha que la température électronique est plus faible. Ceci peut s'expliquer par le fait que pour des températures électroniques plus faibles nous avons moins d'électrons rapides capables d'ioniser l'atome de mercure et donc l'écart à l'E.T.L. devient plus important. Le degré d'ionisation du milieu décroît rapidement lorsque le paramètre θ augmente comme l'illustre la figure 5.3.

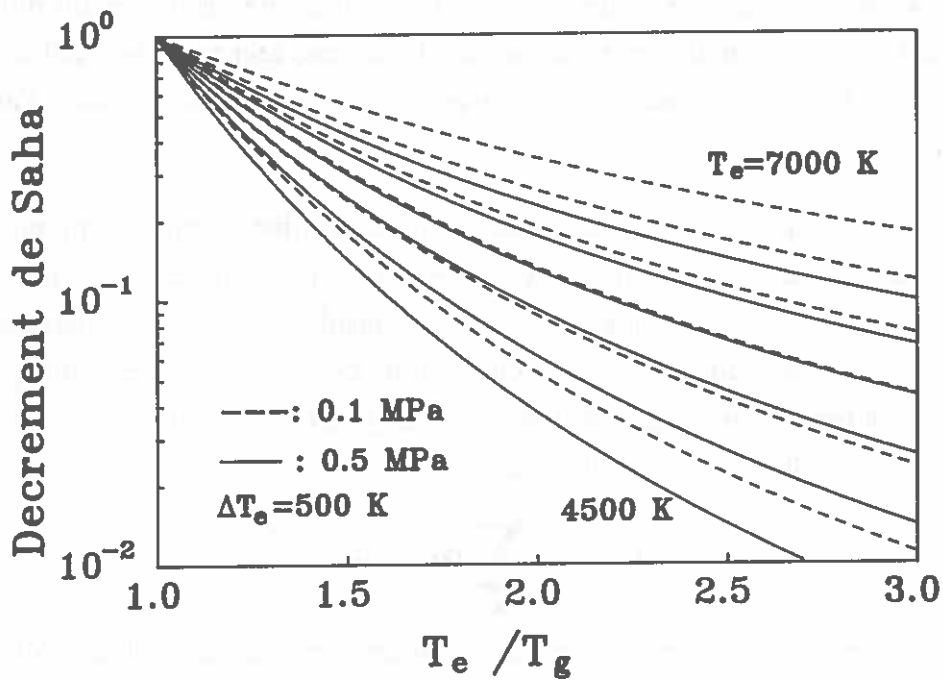


FIG 5.2 Décrément de Saha en fonction du paramètre θ

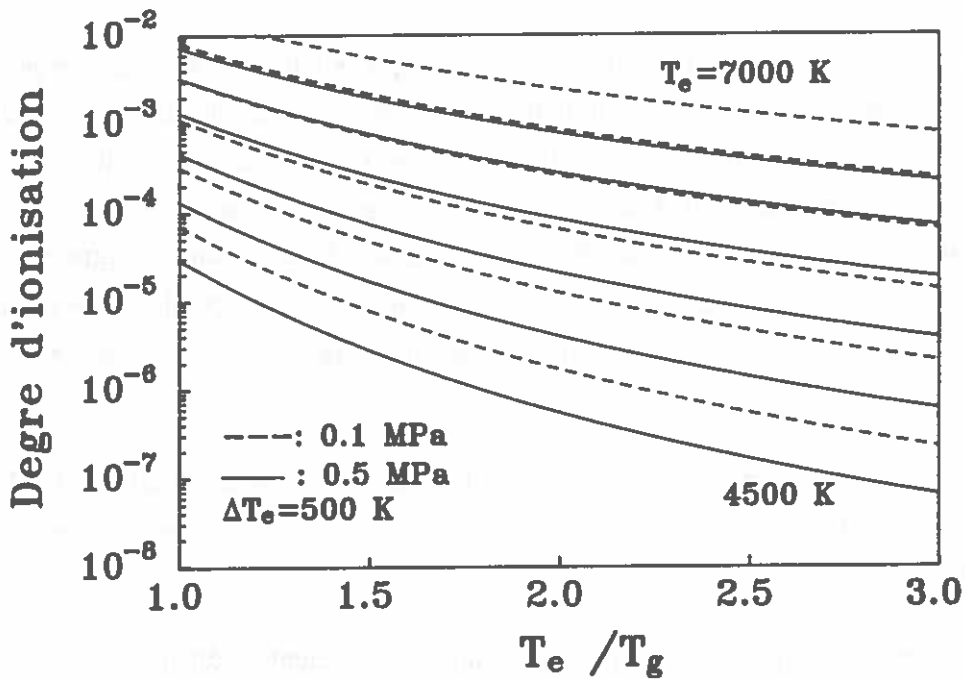


FIG 5.3 Degré d'ionisation en fonction du paramètre θ .

V.2.2 Coefficients de transport

Afin de chiffrer l'influence des deux températures sur les coefficients de transport nous utiliserons la même procédure que celle décrite au paragraphe précédent pour l'évaluation de la composition du milieu.

Nous avons vu dans le chapitre II que la conductivité électrique du milieu est directement liée à la mobilité électronique dans le plasma; ceci est aussi valable pour le coefficient de diffusion ordinaire des électrons. Nous allons donc calculer d'abord la mobilité électronique.

Dans cette étape nous supposons que la fonction de distribution électronique reste Maxwellienne, d'autant plus que de faibles variations, surtout dans la partie haute énergie de la FDEE, ne sont pas capables d'influencer considérablement les coefficients de transport ces derniers dépendant essentiellement du corps de la FDEE. Nous pouvons donc utiliser la formule de Shkarofski (éq. 2.31) où $Q^m(u)$ est la section efficace totale de transfert de la quantité de mouvement, c'est à dire :

$$Q^m(u) = \sum_k \chi_k Q_{ek}^m(u) \quad (5.13)$$

χ_k est la fraction molaire de chaque espèce qui intervient dans des collisions élastiques avec les électrons. Dans cette étude nous avons tenu compte des collisions élastiques entre les électrons et les atomes de mercure et d'argon, entre les électrons eux mêmes et entre les électrons et les ions du mercure.

La figure 5.4 donne la conductivité électrique en fonction de la température électronique pour plusieurs valeurs du paramètre θ . Nous constatons que la conductivité électrique augmente avec la température à cause de l'augmentation de la densité électronique. D'autre part la différence entre les valeurs de la conductivité électrique à l'E.T.L. ($\theta=1$) et pour des valeurs de $\theta \neq 1$ diminue quand la température augmente. Pour des plasmas bithermes il est donc possible d'obtenir des valeurs de conductivité électrique comparables à celles de l'E.T.L. à condition d'avoir de fortes valeurs de la température électronique.

Nos résultats concernant la conductivité électrique de la décharge à l'état de l'E.T.L. sont en bon accord avec les mesures de la conductance de la colonne positive données par Soriano [So-1], [So-2].

La figure 5.5 donne nos résultats concernant le coefficient de diffusion ordinaire des électrons dans le plasma. Nous pouvons constater que celui ci est pratiquement indépendant de la valeur du rapport θ , cette remarque étant d'autant mieux vérifiée que la pression est plus forte.

Nos résultats pour le coefficient de diffusion ordinaire à l'E.T.L. sont en bon accord avec les calculs théoriques basés sur le formalisme de Chapman-Enskog donnés par Debbagh-Zriouil [Dz-1].

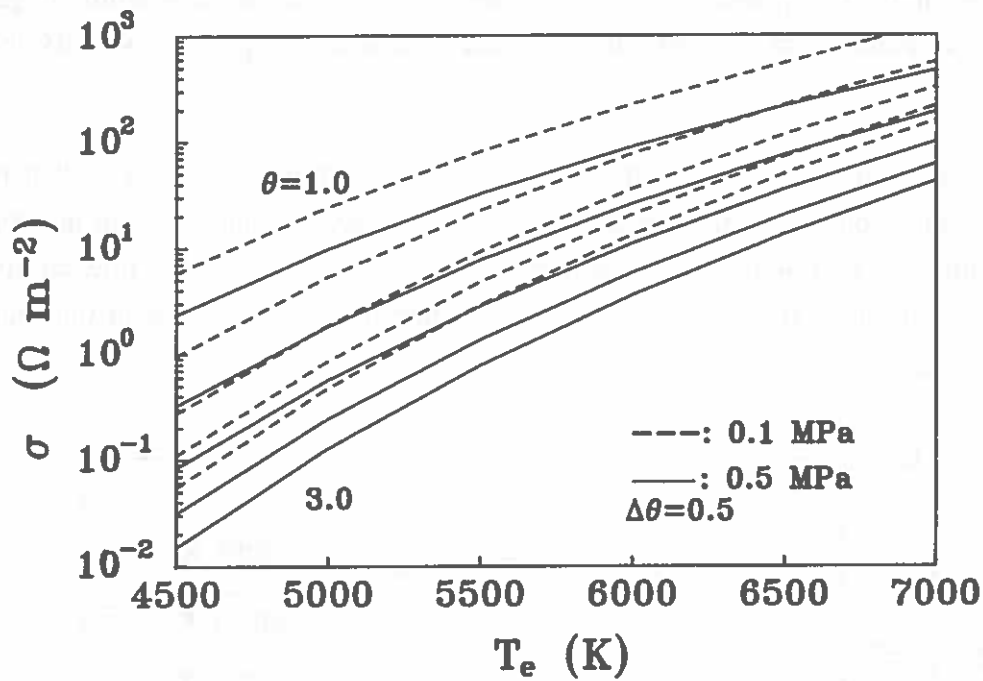


FIG 5.4 Conductivité électrique en fonction de la température électronique avec θ comme paramètre (ligne continue: $p=0.5 \times 10^6$ Pa, pointillée: $p=0.1 \times 10^6$ Pa)

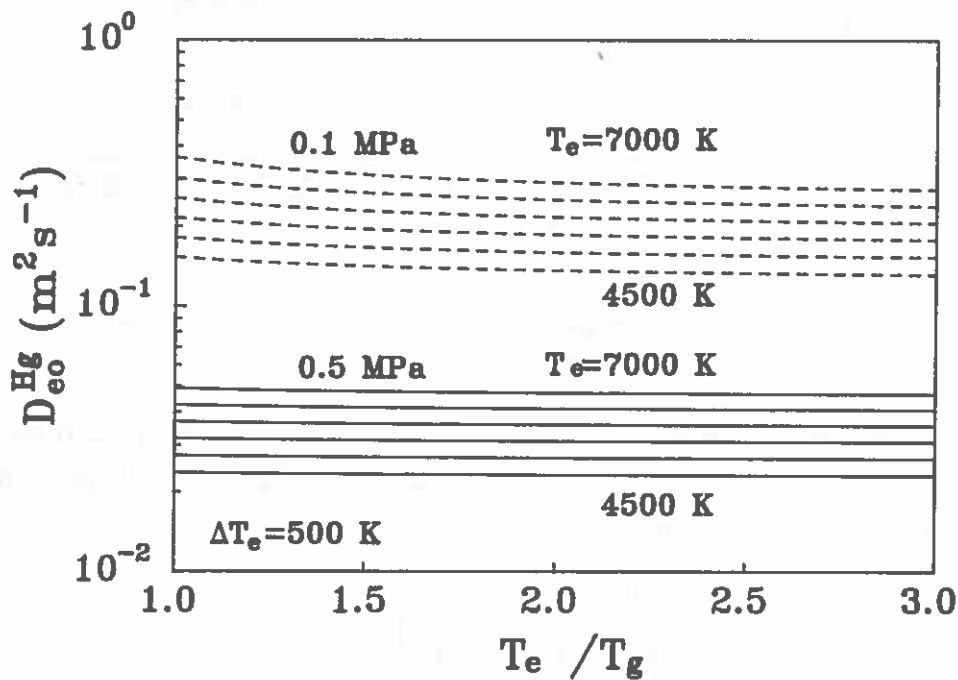


FIG 5.5 Coefficient de diffusion ordinaire en fonction du rapport θ pour plusieurs valeurs de la température électronique (ligne continue: $p=0.5 \times 10^6$ Pa, pointillée: $p=0.110^6$ Pa).

La calcul de la conductivité thermique du plasma sous l'hypothèse des deux températures est plus complexe car il faut calculer séparément les trois composantes dont on a parlé dans le paragraphe II.2.2.6.

La conductivité thermique de translation ne dépend que de la température du gaz (éq.2.51) et par conséquent elle sera plus faible que celle à l'E.T.L. pour des valeurs de θ plus grandes que 1.

La composante due aux électrons est directement proportionnelle à la densité électronique et au degré d'ionisation du milieu, il est donc évident que cette quantité décroît rapidement en fonction du rapport θ et donc son poids devient de plus en plus négligeable. La figure 5.6 représente cette décroissance en fonction de θ pour plusieurs températures électroniques.

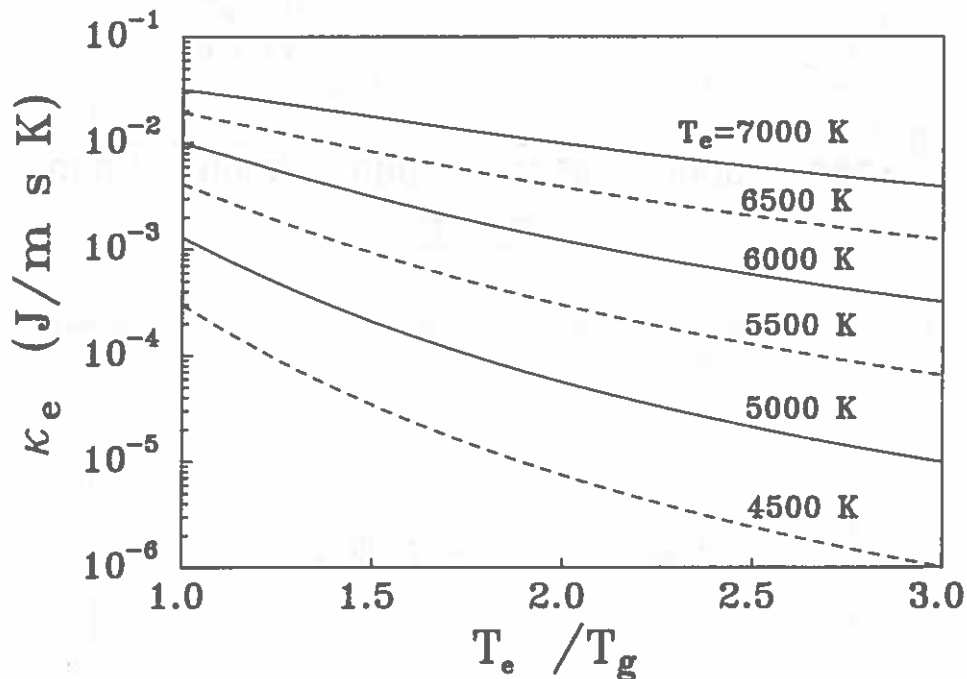


FIG 5.6 Composante de la conductivité thermique due aux électrons en fonction du rapport θ et de la température électronique.

En ce qui concerne la conductivité thermique de réaction dans notre plasma où la seule contribution est due à l'ionisation du mercure $\text{Hg} + e^- \rightarrow \text{Hg}^+ + 2e^-$, elle peut être calculée en appliquant la formule suivante:

$$\kappa_{\text{reac}} = - \frac{\theta}{R_g T_e^2} \frac{\begin{vmatrix} A_{11} \dots A_{1N} & \Delta H_1 \\ \dots & \dots \\ A_{N1} \dots A_{NN} & \Delta H_N \\ \Delta H_1 \dots \Delta H_N & 0 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} A_{11} \dots A_{1N} \\ \dots & \dots \\ A_{N1} \dots A_{NN} \end{vmatrix}} \quad (5.14)$$

où R_g est la constante des gaz parfaits. La relation (5.14) est générale et elle est valable dans un milieu bitherme où N réactions peuvent avoir lieu. On trouve une discussion détaillée concernant une telle situation dans la Thèse d'Eymar [Ey-1]. Dans notre cas, où

on considère une seule réaction (ionisation), la relation précédente se simplifie considérablement

$$\kappa_{\text{reac}} = - \frac{\theta \begin{vmatrix} A_{11} & \Delta H_1 \\ \Delta H_1 & 0 \end{vmatrix}}{R_g T_e^2 A_{11}} = \frac{\theta [\Delta H_1]^2}{R_g T_e^2 A_{11}} \quad (5.15)$$

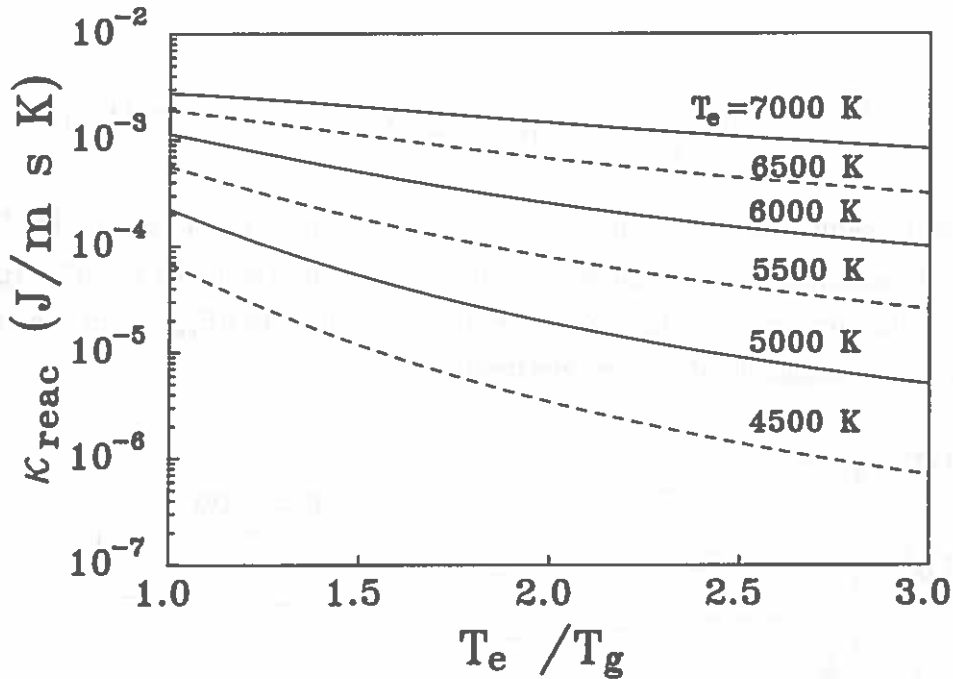


FIG 5.7 Conductivité thermique de réaction pour l'ionisation du mercure en fonction de T_e et θ .

ΔH_1 est l'enthalpie de la réaction qui est donnée par la relation:

$$\Delta H_1 = R_g T_e \left\{ \frac{\partial}{\partial \ln T_e} \ln U_{\text{Hg}^+(T_e)} - \frac{\partial}{\partial \ln T_e} \ln U_{\text{Hg}(T_e)} + \frac{5}{2} \right\} + E_{\text{ion}} \quad (5.16)$$

et l'élément de matrice A_{11} représente la quantité suivante:

$$A_{11} = \frac{R_g T_e (\delta_{\text{Hg}} + \delta_e)^2}{D_e p_{\text{tot}} \delta_{\text{Hg}} \delta_e} \quad (5.17)$$

δ est la fraction de chaque espèce dans le plasma et D_e le coefficient de diffusion binaire des électrons dans le mercure neutre. A noter que D_e dépend de θ alors que l'enthalpie de réaction reste indépendante de ce paramètre. La figure 5.7 montre l'évolution de la conductivité thermique de réaction en fonction de la température électronique et du rapport θ .

V.2.3 Transfert d'énergie par les collisions élastiques

Nous avons vu dans les chapitres I et III l'importance des collisions élastiques pour les déviations à l'E.T.L. Elles agissent surtout sur la forme de la fonction de distribution électronique. Nous avons chiffré l'influence des deux températures sur le transfert de puissance par choc élastique entre les électrons et les particules neutres en utilisant la relation (cf. §I.2.1.1):

$$\frac{dE_{ea}}{dt} = \frac{3}{2} k_B T_e \left\{ 1 - \frac{1}{\theta} \right\} \left\{ \frac{2m_e}{M_{Hg}} \right\} n_e \sum_j \langle v_{ej} \rangle \quad j \in \{Hg, Hg^+\} \quad (5.18)$$

Cette relation donne $dE_{ea}/dt = 0$ pour $\theta=1$ et ceci est normal car à l'état de l'E.T.L. un équilibre dynamique est établi entre les deux gaz et donc l'échange net d'énergie par collisions élastiques est nul. La figure 5.8 donne la quantité dE_{ea}/dt en fonction du rapport θ pour plusieurs températures électroniques.

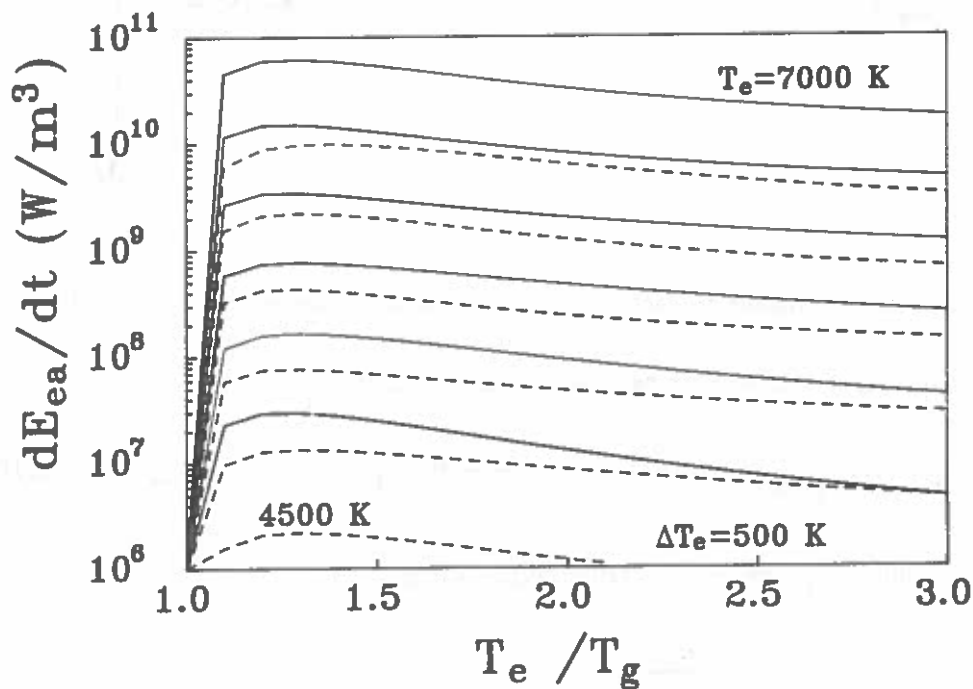


FIG 5.8 Puissance nette échangée entre les électrons et les atomes neutres en fonction de la température électronique et du rapport θ (ligne continue: 0.5×10^6 Pa, pointillée: 0.1×10^6 Pa).

Pour de faibles valeurs de θ nous pouvons observer une croissance rapide de la puissance échangée due à l'augmentation du facteur $1-(1/\theta)$. Ensuite à cause de la diminution de la densité électronique, que nous avons déjà signalée dans le paragraphe concernant la composition du plasma (§V.2.1), l'échange d'énergie décroît lentement. Il existe donc une valeur du rapport θ pour laquelle le transfert d'énergie électronique vers les atomes lourds par collisions élastiques est maximum. Dans les situations qui nous

intéressent cette valeur se situe entre 1.2 et 1.3 pour toute la gamme de température électronique examinée et pour les deux pressions.

A noter que le transfert d'énergie est plus fort à pression élevée (0.5×10^6 Pa). Ceci est logique dans la mesure où aux pressions élevées la fréquence de collisions et la densité électronique sont plus fortes. Cette dernière remarque peut s'exprimer d'une façon différente: dans un milieu où la température électronique est supérieure à la température des particules lourdes, le transfert d'énergie des électrons vers les particules lourdes par collisions élastiques est d'autant plus efficace que la pression est élevée. Le milieu tend donc à se thermaliser d'autant plus rapidement que la pression est forte. Il est donc plus difficile de maintenir une différence de température entre les électrons et les neutres dans une décharge à 0.5×10^6 Pa que dans une autre à 0.1×10^6 Pa. Autrement dit si une différence entre la température électronique et celle des particules lourdes existe dans une décharge à 0.5×10^6 Pa elle est très certainement plus faible que celle qui existe dans une décharge à 0.1×10^6 Pa, si l'on ne tient pas compte du rayonnement.

V.3 INFLUENCE DE L'HYPOTHESE DE 2-TEMPERATURES SUR LA FDEE

Dans la littérature on trouve généralement que pour des décharges en haute pression (de l'ordre de la pression atmosphérique) le choix d'une fonction de distribution Maxwellienne pour les vitesses électroniques semble être non seulement plausible mais souvent même incontestable [Gr-1], [El-1], [Wa-3]. Elle est donc à priori appliquée dans le cas des décharges mercure haute pression sans aucune vérification détaillée de sa validité.

Toutefois en examinant de plus près les critères de validité de la fonction de Maxwell, nous avons vu dans le paragraphe III.1.1 que les décharges qui nous intéressent se situent aux limites de la validité d'une Maxwellienne complète et d'une fonction de distribution dont le corps reste Maxwellien mais où la partie haute énergie est dépeuplée. La validité de ces critères n'est pas absolue, surtout dans la situation que nous étudions. Il est pourtant d'autant plus légitime de se poser la question des écarts à la fonction de distribution Maxwellienne que, comme nous l'avons vu, dans un milieu bitherme le transfert d'énergie par collisions élastiques peut être inefficace.

Dans ce paragraphe nous ferons l'hypothèse que la FDEE d'un milieu bitherme n'est pas une Maxwellienne complète, c'est à dire que la partie haute énergie est légèrement dépeuplée par rapport à une Maxwellienne. Il faut insister sur le fait que si nous supposons que la FDEE est légèrement perturbée nous ne devons pas nous attendre à des écarts considérables. Si de tels écarts existaient ils seraient facilement observés avec

les moyens expérimentaux existants. Bien entendu si $\theta=1$ la FDEE doit être une Maxwellienne complète (E.T.L.).

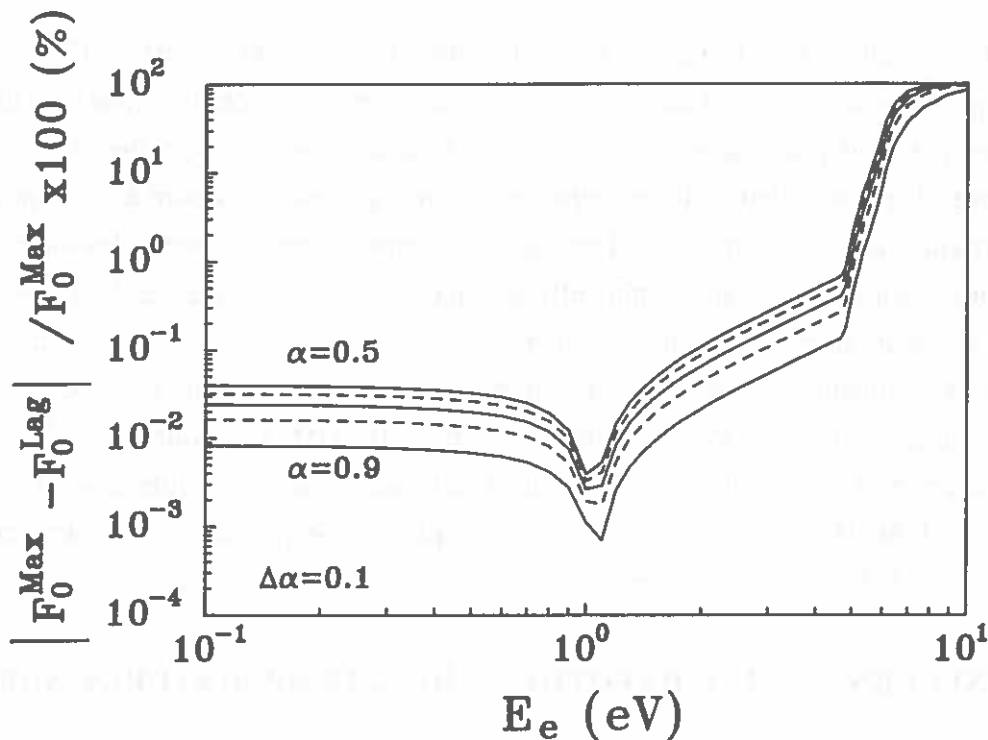


FIG 5.9 Différences relatives de la FDEE de Lagushenko par rapport à la Maxwellienne pour plusieurs valeurs du rapport α ($p_{\text{tot}}=0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$).

Nous avons vu dans le chapitre III que Lagushenko et Maya [La-2] ont donné une relation analytique pour la FDEE correspondant à une solution semi-empirique de l'équation de Boltzmann (éq.3.30 et 3.31). Bien que cette relation ait été établie dans le cas des décharges mercure-gaz rare basse pression son domaine de validité est suffisamment large pour s'appliquer en première approximation à la région de la haute pression d'une manière satisfaisante. Maya a confirmé ultérieurement ce résultat [My-1]. En tenant compte des transitions entre les niveaux excités du mercure et de la dépendance de la section efficace de Coulomb en fonction de la température électronique, nous avons étendu le domaine de validité de cette relation. Son utilisation en haute pression nous semble justifiée à condition que le paramètre E/n reste supérieur à 0.1 Td.

L'avantage de cette relation est qu'elle contient explicitement le décrément de Boltzmann de la densité des niveaux 6^3P du mercure

$$a = \frac{n_{3P}}{n_B} \quad (5.19)$$

qui pourra très bien nous servir comme une mesure des déviations à l'E.T.L. Un autre avantage de la fonction de Lagushenko est que pour des valeurs du rapport a voisines de 1

la FDEE est une Maxwellienne dont la partie haute énergie est dépeuplée à cause des collisions inélastiques. La figure 5.9 confirme la remarque précédente en illustrant l'écart relatif entre la fonction de Lagushenko et la Maxwellienne pour plusieurs valeurs de a . On remarque bien que si $a=1$ la FDEE devient Maxwellienne.

Le niveau 6^3P_1 est le niveau de départ de la raie de résonance (253.7 nm) du mercure qui est fortement emprisonnée dans la décharge et le rayonnement est déjà reconnu comme une source de déviation à l'E.T.L. D'autre part l'écart énergétique des trois niveaux 6^3P est faible et les sections efficaces des transitions entre eux très fortes. Ainsi les trois niveaux sont fortement couplés et nous pourrions les traiter d'une façon globale.

Etant donné que la queue de la fonction de distribution n'est plus Maxwellienne, elle correspond à une température T_{et} différente de la température électronique T_e qui caractérise le corps de la fonction de distribution. Il est évident qu'à cause des collisions inélastiques la queue doit être dépeuplée et donc nous aurons:

$$T_{et} \leq T_e \quad (5.20)$$

Bien sûr les électrons rapides échangent aussi de l'énergie avec les particules lourdes par l'intermédiaire des collisions élastiques même si ce processus est moins probable que les processus inélastiques. Du fait que la température du gaz est assez proche de la température électronique ($1 \leq \theta \leq 2$) la température qui correspond à la partie haute énergie de la FDEE ne doit pas être inférieure à la température du gaz car dans ce cas les particules lourdes céderaient de l'énergie aux électrons. Ceci est un processus physiquement inacceptable car le champ électrique ne peut pas communiquer directement de l'énergie aux neutres. Ainsi nous avons une autre condition concernant la température T_{et} :

$$T_{et} \geq T_g \quad (5.21)$$

Afin de pouvoir évaluer l'effet des deux températures sur la fonction de distribution nous allons essayer de trouver une relation entre le rapport θ et le décrement de Boltzmann a . Nous procédons de la façon suivante:

- (1) Pour une valeur de T_e donnée nous imposons une valeur de θ ;
- (2) Nous calculons la composition du plasma selon la méthode du paragraphe V.2.1;
- (3) Nous évaluons la fonction de distribution pour une valeur initiale de a ;
- (4) Nous calculons la température T_{et} en utilisant une méthode des moindres carrés;
- (5) Si la température T_{et} est égale à la température du gaz nous arrêtons le calcul sinon nous recommençons à partir du pas (4) avec une nouvelle valeur de a .

Nous avons appliqué cette méthode à quatre décharges mercure haute pression avec des pressions totales de $0.1 \times 10^6 \text{ Pa}$, $0.2 \times 10^6 \text{ Pa}$, $0.3 \times 10^6 \text{ Pa}$ et $0.5 \times 10^6 \text{ Pa}$ (dont $1.3 \times 10^3 \text{ Pa}$ d'argon à 24°C), ces décharges fonctionnent à 50 Hz. Dans une période l'instant 0 ms représente le passage du courant par zéro et 5 ms un instant proche du moment où le courant est maximum. La longueur interélectrode est de 10 cm et le diamètre des tubes 2 cm. La puissance électrique fournie à la décharge est de 1050 W. Les valeurs expérimentales de la température électronique sont données par Karabourniotis [Ka-3]. Le champ électrique a été calculé en utilisant les mesures de la tension d'arc de Soriano [So-1] et en tenant compte de la chute de tension aux électrodes estimée expérimentalement par Soriano à $\Delta V_{\text{elec}} \approx 18 \text{ V}$. La figure 5.10 regroupe nos résultats.

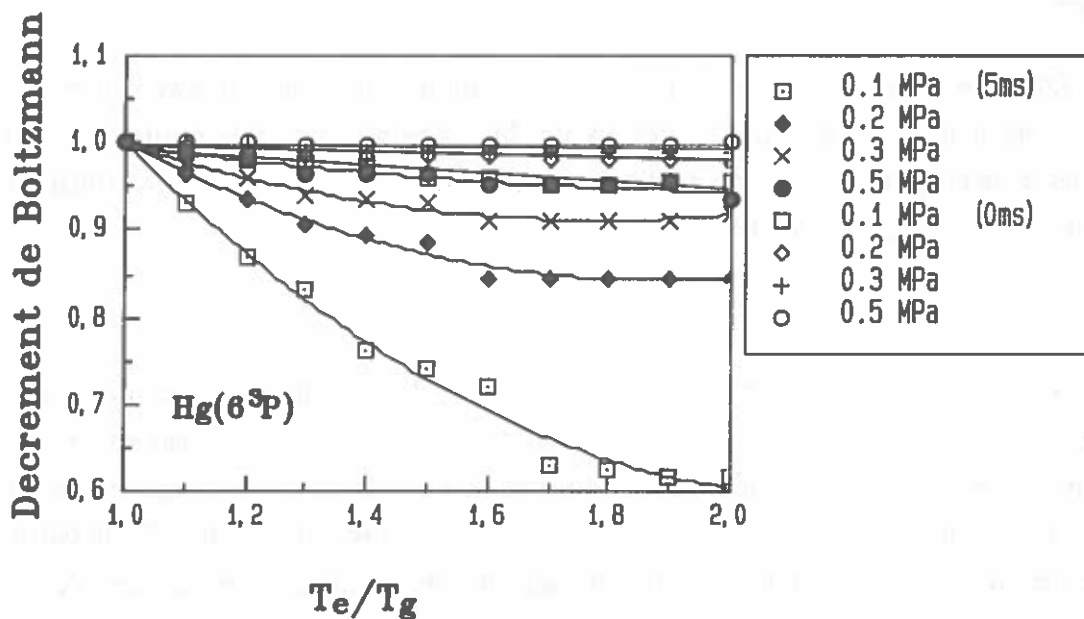


FIG 5.10 Variation du rapport a en fonction du rapport θ pour deux instants de fonctionnement (0ms et 5ms) pour quatre pressions différentes (0.1 MPa, 0.2 MPa, 0.3 MPa et 0.5 MPa)

Nous pouvons remarquer les choses suivantes:

- Pour une valeur donnée de θ et donc pour une température du gaz imposée nous approchons la population de Boltzmann pour les niveaux 6^3P en augmentant la pression. Dans ce cas la fréquence de collision augmente et par conséquent les décharges à pression élevée peuvent se trouver plus facilement dans la phase de l'E.T.L.P.
- Les valeurs du rapport a à 0 ms sont plus proches de la valeur limite 1 quelle que soit la valeur de θ par rapport aux valeurs correspondantes à 5 ms. Etant donné que la variation du champ électrique n'influence pas beaucoup nos résultats (une variation de 100% du champ entraîne une variation de 5% sur a) nous pouvons attribuer les différences de populations à l'émission de la raie de résonance (253.7nm) dans la région centrale de la décharge. L'émission est plus forte à 5ms qu'à 0ms. La densité des neutres à l'état fondamental ne varie pas considérablement entre les deux instants et donc l'emprisonnement du rayonnement est comparable.

- Dans tous les cas et pour des valeurs de θ supérieures à une valeur critique liée à l'état de la décharge (pression, champ électrique) le décrément de Boltzmann présente une saturation. Cela nous permet de dire qu'il existe une limite aux déviations à la loi de Boltzmann et que celle-ci est caractéristique de la décharge. La valeur limite que nous avons observée est supérieure à 0.6 et ceci pour un cas extrême ($p=0.1 \times 10^6$ Pa et 5ms). Dans les autres cas nous ne descendons pas au dessous de la valeur 0.85. Cette dernière constatation nous permet d'affirmer que si les écarts à la Maxwellienne existent dans le cas de la haute pression ils doivent être très faibles.

V.4 ESTIMATION DU RAPPORT θ

Il est intéressant de pouvoir estimer une valeur du rapport des températures dans une décharge réelle car ceci nous permettra de tirer des informations utiles concernant les déviations à l'E.T.L.

Nous avons utilisé deux décharges 1050 W, à 0.2×10^6 Pa et 0.5×10^6 Pa respectivement, fonctionnant à 50 Hz, établies dans des tubes de 2 cm de diamètre et 10 cm de distance interélectrode. Nous avons alors déterminé la température d'excitation en fonction du temps et du rayon du tube à l'aide d'une inversion d'Abel sur les intensités totales des raies optiquement fines du mercure à 496.1 nm et 577 nm. En observant que les deux températures sont égales à 2% près, nous pouvons supposer avec une bonne approximation que les niveaux supérieurs sont en E.T.L.P. et donc que la température mesurée correspond à la température électronique.

Nous avons ensuite mesuré le courant électrique et la tension d'arc sur une période à l'aide d'un oscilloscope et nous avons pu en déduire le champ électrique (en tenant compte de la chute de tension aux électrodes mesurée par Soriano [So-1]). Il est possible de calculer le courant électrique dans la décharge en utilisant la loi d'Ohm (éq.4.24) si l'on connaît le champ électrique, la densité et la mobilité électronique du plasma.

Si notre système est à l'E.T.L. la loi de Saha est valable et nous pouvons ainsi calculer la densité électronique. La mobilité électronique peut être calculée en appliquant la loi de Shkarofski et en tenant compte des interactions Hg/e^- , Hg^+/e^- et e^-/e^- . Si le courant calculé par cette méthode ne correspond pas à la valeur expérimentale nous modifions la densité électronique en utilisant la loi de Saha généralisée donnée par Prigogine de manière à déterminer une valeur du rapport θ pour laquelle la valeur expérimentale du courant électrique coïncide avec la valeur théorique.

La figure 5.11 illustre nos résultats concernant le rapport θ pour la décharge de 0.5×10^6 Pa en fonction du temps dans une demi période du cycle de fonctionnement. Nous avons indiqué sur la même figure les valeurs expérimentales de la tension d'arc.

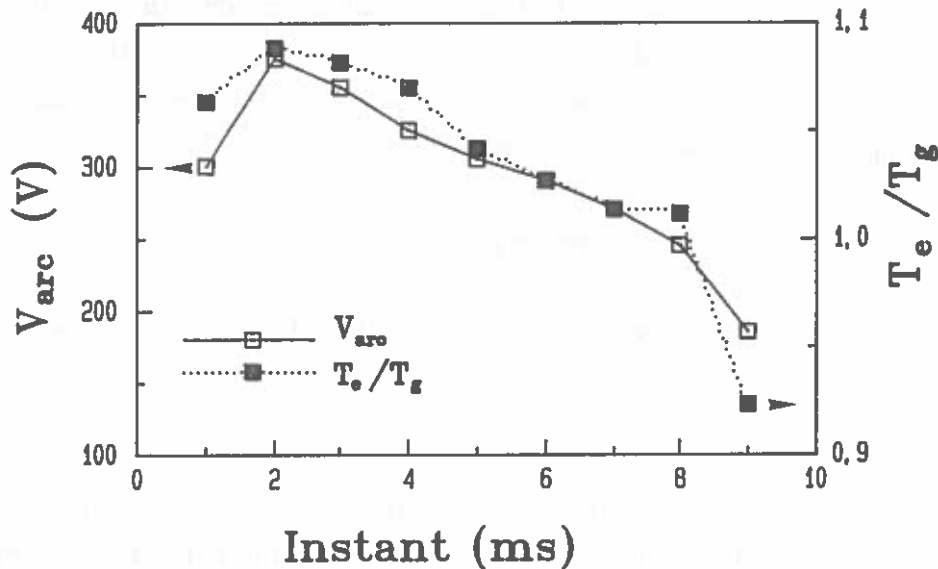


FIG 5.11 θ effectif et V_{arc} en fonction du temps dans une demi-période du cycle ac (50Hz) à une pression totale de 0.5 MPa.

Nous observons que l'évolution temporelle des valeurs de θ est en phase avec la tension d'arc où autrement dit avec le champ électrique dans le tube. Ceci nous paraît logique car lorsque le champ électrique passe par son maximum l'accélération des électrons est aussi maximale mais le produit de la densité des neutres par la densité électronique passe simultanément par un minimum. Le transfert d'énergie, et par suite la thermalisation, est donc moins efficace au moment où $E=E_{max}$.

La figure 5.12 montre l'évolution temporelle des valeurs du rapport θ pour les deux décharges (0.2×10^6 Pa et 0.5×10^6 Pa). Nous observons que la décharge avec la pression la plus faible est, à tout instant, plus thermalisée. Une explication possible de cet effet est que la décharge à pression élevée émet plus de rayonnement que la décharge à plus basse pression. Cette observation qualitative est en bon accord avec les résultats expérimentaux de Karabourniotis [Ka-2] qui, en utilisant le modèle des paramètres multiples, montre que la température d'excitation des niveaux 6^3P devient plus forte que la valeur à l'E.T.L. lorsque la pression diminue.

Il est intéressant d'observer que nos résultats indiquent que la valeur effective de θ ne dépasse jamais la valeur 1.1 et ceci signifie que dans les décharges qui nous intéressent

la température électronique est peu supérieure à la température du gaz (10% maximum). Il devrait cependant être possible d'avoir une confirmation expérimentale si l'on peut définir une procédure expérimentale qui permette de lier les grandeurs spectroscopiques mesurées aux densités des niveaux 6^3P et à celles des niveaux les plus élevés. Il est aussi évident d'après ce qui est dit au paragraphe précédent que les déviations de la partie haute énergie de la FDEE sont minimales et ceci justifie, au moins en première approximation, l'utilisation de la Maxwellienne dans l'étude des décharges mercure haute pression.

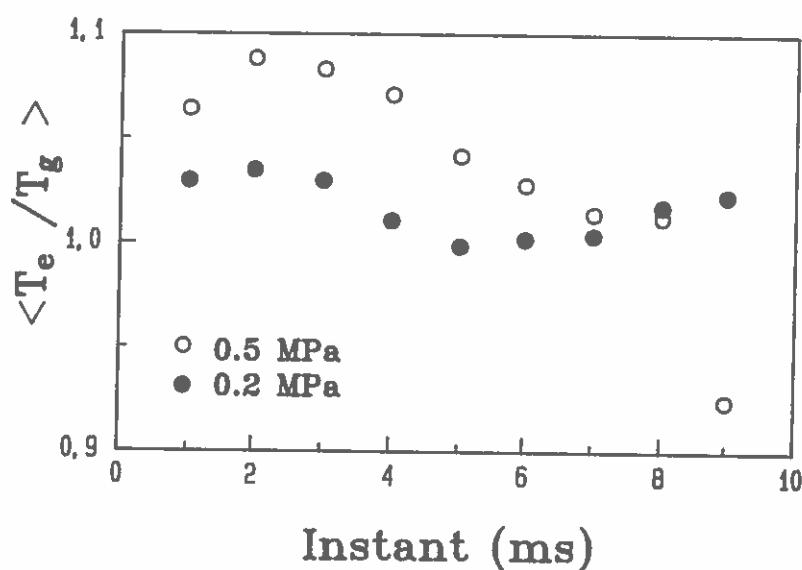


FIG 5.12 Evolution temporelle du rapport θ dans une demi période du cycle ac (50Hz) pour deux décharges (0.2 MPa et 0.5 MPa).

Cette étude, bien que qualitative, nous a permis de montrer que si la température électronique est légèrement supérieure à celle du gaz des particules lourdes, les déviations à l'E.T.L. existent dans le plasma d'une décharge haute pression. Elles se traduisent principalement par des déviations par rapport à la loi de Saha pour l'ionisation à partir du fondamental. Nous avons aussi montré que les déviations par rapport à la loi de Boltzmann ou/et à la fonction de distribution de Maxwell sont minimales et que leur mesure nécessite une procédure expérimentale spécifique.

THESE DOCUMENTS SONT
LA PROPRIETE DE LA
BIBLIOTHEQUE DE LA
CITE DE MONTREAL
ET NE PEUVENT ETRE
PRETES EN LOAN
PAR LES MEMBRES
DE LA BIBLIOTHEQUE
DE LA CITE DE MONTREAL

1975

1975

1975

THESE DOCUMENTS SONT
LA PROPRIETE DE LA
BIBLIOTHEQUE DE LA
CITE DE MONTREAL
ET NE PEUVENT ETRE
PRETES EN LOAN
PAR LES MEMBRES
DE LA BIBLIOTHEQUE
DE LA CITE DE MONTREAL

CONCLUSIONS

DANS ce travail, nous avons examiné les divers mécanismes de transfert d'énergie dans des plasmas de décharges électriques établies dans la vapeur de mercure. Plus précisément, nous avons étudié d'une part les décharges mercure-gaz rare basse pression et d'autre part les décharges mercure haute pression.

L'étude des décharges mercure-gaz rare basse pression nous a conduit à la réalisation d'un modèle collisionnel-radiatif auto-cohérent. Ce modèle nous a permis, à partir des caractéristiques géométriques et de la composition du gaz de la décharge, de remonter aux distributions radiales des densités des niveaux excités du mercure, à la température électronique dans la colonne positive et au profil radial de la température du gaz. Le champ électrique et le rayonnement émis par les principales raies du mercure ont été également calculés. Dans un tel système, complètement hors de l'E.T.L., l'étude détaillée de la fonction de distribution des énergies des électrons était nécessaire.

Le cas des décharges mercure haute pression a été abordé d'une manière différente mais toujours avec la volonté de mieux comprendre le comportement des différentes espèces présentes dans la décharge. En fait, compte tenu de la complexité d'une étude de type collisionnel-radiatif en haute pression, nous avons essayé de modéliser ces comportements en termes d'écarts par rapport à l'E.T.L. dus à l'existence d'une légère différence entre la température électronique et la température du gaz des particules lourdes. Nous avons pour cela réalisé un modèle quantitatif basé sur la loi de Saha généralisée par Prigogine dans le cas des milieux bithermes. Ce modèle nous a permis d'évaluer la composition du plasma et les coefficients de transport sous l'hypothèse de deux températures. Nous avons également étudié l'influence de cette hypothèse sur le décrétement de Boltzmann des niveaux 6^3P du mercure et sur les écarts de la fonction de distribution par rapport à la forme de Maxwell-Boltzmann.

Résumons les principaux résultats de ce travail:

- La modélisation approfondie des systèmes hors de l'E.T.L., tels que les décharges mercure-gaz rare basse pression, nécessite la connaissance d'un grand nombre de données de base, et principalement des sections efficaces. La fiabilité de la modélisation est directement liée à la précision de ces données. Dans le cas particulier du mercure et

bien que ce corps ait été beaucoup étudié, il existe tout compte fait assez peu de données expérimentales fiables concernant les sections efficaces inélastiques. Comme je l'ai rappelé dans le chapitre II, les valeurs théoriques que l'on peut trouver dans la littérature ont été le plus souvent ajustées afin de reproduire certaines données expérimentales particulières. Les comparaisons que j'ai effectuées ont bien fait apparaître les incohérences qui en résultent dans un modèle auto-cohérent.

- Le calcul des coefficients de transport de masse dans le plasma de la décharge repose sur les hypothèses de la théorie cinétique des gaz. Bien que plusieurs approches existent parfois, les sections efficaces de transfert de la quantité de mouvement sont mieux connues et j'ai pu obtenir, pour ces coefficients, un bon accord avec les valeurs expérimentales.
- Le calcul du transfert du rayonnement de résonance pose de délicats problèmes. Ainsi, le traitement classique basé sur le concept du facteur de fuite, tel que Holstein l'a formulé, est souvent insuffisant. Bien qu'un traitement complet du transfert du rayonnement ait pu être envisagé, cela nous était pratiquement interdit par l'accroissement considérable du temps de calcul. Sous ces conditions l'application de la théorie de Holstein couplée à des facteurs correctifs nous a semblé, dans un premier temps, inévitable.
- L'utilisation d'une méthode à deux termes pour la résolution de l'équation de Boltzmann, dans le cas des décharges mercure-gaz rare basse pression, nous a permis d'évaluer l'influence des divers processus sur la fonction de distribution des énergies des électrons. Elle nous a montré qu'il est possible d'utiliser des formules approximatives pour l'évaluation de la FDEE. Notons aussi que la résolution de l'équation de Boltzmann nous a donné des informations qualitatives concernant l'influence de la nature du gaz rare sur les paramètres de la décharge.
- L'application du modèle C.R. dans le cas des décharges mercure-argon établies dans des tubes de très faible diamètre constitue la partie la plus originale de ce travail. Nous avons constaté que l'accord entre les valeurs expérimentales du champ électrique, obtenues dans notre laboratoire, et nos calculs était, dans tous les cas étudiés, bien plus satisfaisant que si l'on utilisait des modèles classiques.
- La comparaison de nos résultats avec les valeurs expérimentales, dans le cas des décharges mercure-argon de diamètre classique, a montré l'incompatibilité de certaines hypothèses de base (par exemple une FDEE non-Maxwellienne) avec les données des sections efficaces ajustées auparavant. Cependant, en se plaçant sous les mêmes hypothèses que celles utilisées pour ajuster les sections efficaces, nous avons pu reproduire avec une très bonne précision les valeurs expérimentales du champ électrique,

du flux des principales raies du mercure, la température électronique et les densités des niveaux 6^3P de mercure.

- Nos calculs ont mis en évidence le rôle important de l'excitation et de l'ionisation de l'argon dans la colonne positive des décharges mercure-argon basse pression. Ces processus ont souvent été négligés dans la littérature et pourtant sont à l'origine d'importantes déviations entre les valeurs calculées et l'expérience. Notons, que cette influence est surtout prononcée dans le cas des faibles températures du point froid et aussi dans les tubes de faible diamètre.
- En ce qui concerne les déviations par rapport à l'E.T.L. dans les décharges mercure haute pression les résultats que nous avons obtenus en considérant une différence de température entre les électrons et les particules lourdes montrent:
 - (a) L'existence d'un décrétement de Boltzmann des niveaux 6^3P de mercure.
 - (b) Que ce décrétement augmente avec la différence de température.
 - (c) Qu'il ne dépasse pas la valeur 0.7 dans aucun des cas étudiés.
 - (b) Que le décrétement de Boltzmann diminue lorsque la pression totale dans la décharge augmente, quelle que soit la différence de température.
 - (c) Que la partie haute énergie de la FDEE peut être légèrement différente de la forme de Maxwell-Boltzmann, mais que les déviations (obtenues à partir de nos calculs) sont faibles. Ceci justifie en première approximation l'utilisation d'une FDEE Maxwellienne.
- Nous avons pu également estimer la différence entre les deux températures dans le plasma des décharges que nous avons étudiées. Elle reste inférieure à 10%.

Nos conclusions laissent apparaître des objectifs possibles sur cet axe de recherche. Ainsi, tout d'abord, une validation expérimentale des données atomiques nous semble nécessaire. L'évolution du modèle C.R. vers des pressions plus élevées permettrait l'étude de la phase transitoire qui caractérise le passage d'un système complètement hors de l'E.T.L. vers un état plus proche de l'équilibre. Cependant cette tentative remettra en cause certaines des hypothèses retenues dans ce mémoire, elle demandera également l'estimation d'un nombre important de sections efficaces. Le couplage du calcul avec l'expérience semble être obligatoire si l'on ne veut pas aboutir à des aberrations physiques. Malgré ces difficultés, l'intérêt d'une meilleure compréhension de la phase de thermalisation, nous semble devoir justifier cet effort. Les implications pratiques dans la mise en régime des lampes hautes pression nous incitent également à aller dans ce sens.

Cependant, la mise en œuvre d'un modèle à deux températures, plus rigoureux que celui présenté dans ce travail, permettrait en parallèle pour la phase finale de la thermalisation, l'évaluation de l'influence des deux températures sur le transfert du

rayonnement dans le plasma et sur son diagnostic. Elle assurerait également le lien avec l'hypothèse, plus classique en haute pression, de l'équilibre thermodynamique local.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- [Ad-1]: Adler, F.P., J. Appl. Phys. 20,1125 (1949).
- [Ai-1]: Aisenberg, S., Ph.D. Thesis, Phys. Dept. M.I.T., Boston (1957).
- [An-1]: Anderson, J.B., J.Maya, M.W.Grossman, R.Lagushenko, J.F.Waymouth, Phys. Rev. A31, 2968 (1985).
- [Ba-1]: Bacri, J.F., Thèse d'Etat, n°368, Université Paul Sabatier, Toulouse (1969).
- [Bc-1]: Bochova, O.P., E.Y.Shreyder, Spectroscopic analysis of gaz mixtures, Academic Press, New York (1965).
- [Bg-1]: Braginskii, S.I., Review of plasma physics 1, Lontovich (1965).
- [Bi-1]: Bitencourt, J.A., Fundamentals of plasma physics, Pergamon Press, Oxford (1986).
- [Bm-1]: Biberman, L.M., J. Exptl. Theoret. Phys. USSR 17, 416 (1947).
- [Bo-1]: Borst, W.L., Phys. Rev. 181, 257 (1969).
- [Br-1]: Brode, R.B., Proc. R. Soc. A125, 134 (1929).
- [Bt-1]: Bartels, H., Teil. Zeit. Physik 125, 597 (1949);
Bartels, H., Teil. Zeit. Physik 126, 108 (1949);
Bartels, H., Teil. Zeit. Physik 127, 243 (1950);
Bartels, H., Teil. Zeit. Physik 128, 546 (1950);
Bartels, H., Teil. Zeit. Physik 149, 594 (1957).
- [Ca-1]: Cayless, M.A., Brit. J. Appl. Phys. 14, 863 (1963).
- [Ca-2]: Cayless, M.A., Proc. IV Int. Conf. Phen. Ion. Gases, 271, Uppsala (1959).
- [Ce-1]: Cesari, C., Rapport CEA-R3165, Saclay (1967).
- [Ch-1]: Chen, Z.F., H.G.Jones, J. Phys. D17, 337 (1984).
- [Ch-2]: Chen, D.M., E.Pfender, IEEE Trans. Plasma Sci. PS9, 265 (1981).
- [Cl-1]: Collins, C.B., Phys. Rev. 158, 94 (1967).
- [Cm-1]: Compton, K.T., Phys. Rev. 20, 283 (1922).
- [Co-1]: Couris, S., G.Zissis, J.J.Damelin court, M.Aubés, Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases, 726, Belgrade (1989);
Couris, S., G.Zissis, J.J.Damelin court, Non-equilibrium processes in partially ionized gases, NATO ASI Series B150, à paraître, Plenum, New York (1990).
- [Co-2]: Couris, S., G.Zissis, J.J.Damelin court, A.Rahal, Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases, 724, Belgrade (1989).
- [Co-3]: Couris, S., G.Zissis, J.J.Damelin court, Proc. 5th Int. Symp. Sci. Techn. Light Sources, 287, York (1989).
- [Cp-1]: Capitelli, M., Communication privée (1990).
- [Cr-1]: Christophorou, L.G., Electron - molecule interactions and their applications 2, Academic Press, Orlando (1984).

- [Cr-2]: Christophorou, L.G., R.P.Blounstein, D.Pittman, Chem. Phys. Lett. 18, 509 (1973).
- [Da-1]: Damelincourt, J.J., Thèse d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1973).
- [Da-2]: Damelincourt, J.J., L'arc électrique et ses applications 2, 226, Editions CNRS, Paris (1985).
- [De-1]: Delcroix, J.L., Physique des plasmas 2, Dunod, Paris (1966).
- [Di-1]: Dimitriadis, A., J.J.Damelincourt, Journées d'étude sur la physique atomique et moléculaire dans les plasmas de décharge, non publié, Toulouse (1974);
Dimitriadis, A., Thèse de 3^{ème} Cycle, n°1753, Université Paul Sabatier, Toulouse (1975);
- [Dk-1]: Dakin, J.T., J. Appl. Phys. 20, 563 (1986).
- [Dn-1]: Denneman, J.W., J.J. de Groot, A.G.Jack, F.A.S.Ligthart, J. of I.E.S., 22, (October 1980).
- [Do-1]: de Donder, T., L'affinité, 2^{ème} Edition, Paris (1936).
- [Dr-1]: Druyvesteyn, M.J., Zertz. Phys. 64, 781 (1930).
- [Ds-1]: Drakakis, E., Thèse de l'Université Paul Sabatier, Toulouse (1988).
- [Du-1]: Dutton, J., J. Phys. Chem. Ref. Data 4, 577 (1975).
- [Dv-1]: Devoto, R.S., Phys. Fluids. 10, 354 (1967).
- [Dw-1]: Drawin, H.W., Z. für Physik 228, 99 (1969).
- [Dw-2]: Drawin, H.W., F.Emard, Physica 85C, 333 (1977).
- [Dw-3]: Drawin, H.W., Rapport EUR-FC-383, CEA EURATOM, Fontenay (1967).
- [Dw-4]: Drawin, H.W., F.Emard, Plasma Physik 13, 143 (1973).
- [Dz-1]: Debbagh-Zriouil, B., Thèse 3^{ème} Cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse (1987).
- [Ea-1]: Easley, M.A., J. Appl. Phys. 22, 590 (1962).
- [Ed-1]: Eddy, T.L., IEEE Trans. Plasma Sci. PS4, 103 (1976).
- [Ef-1]: Elford, M.T., Aust. J. Phys. 33, 251 (1980).
- [Eg-1]: von Engel, A., Ionized gases, Clarendon press, Oxford (1965);
von Engel, A., J. Appl. Phys. 18, 1661 (1967).
- [El-1]: Elenbaas, W., The high pressure mercury vapour discharge, North Holland Pu. Co., Amsterdam (1951).
- [Eo-1]: Egorov, N.V., V.N.Kolesnikov, N.N.Sobolev, Proc. Acad. Sci. USSR 121, 440 (1958).
- [Ey-1]: Eymard, M., Thèse de 3^{ème} Cycle, Université Paul Sabatier, Toulouse (1984).
- [Fo-1]: Forester, J.R., R.N.Franklin, J. Phys. B2, 471, (1969).
- [Fr-1]: Frost, L.S., A.V.Phelps, Phys. Rev. 136, 1538 (1964).
- [Fs-1]: Forsyth, G.E., M.A.Malkom, C.B.Moler, Computer methods for mathematical computations, Prentice Hall Inc., New Jersey (1977).
- [Ga-1]: Galan, L., R.Smith, J.D.Winefordner, Spectrochimica Acta 23B, 521 (1968).
- [Gd-1]: Golden, D.E., Phys. Rev. 151, 84 (1966).
- [Gd-2]: Golden, D.E., H.W.Bandel, Phys. Rev. 149, 58 (1966).

- [Gi-1]: Gilardini, A., Low electron energy in gases, Wiley Interscience, New York (1974).
- [Gl-1]: Gleizes, A., Thèse d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1980).
- [Go-1]: Godyac, V., R.Lagushenko, Proc. 4th Int. Symp. Sci. Techn. Light Sources, 227, Karlsruhe (1986).
- [Gr-1]: Griem, H.R., Phys. Rev. 131, 1170 (1963);
Griem, H.R., Plasma spectroscopy, McGraw-Hill Pu. Co., New York (1964).
- [Gt-1]: Goulicette, J.H., Phys. Rev. 32,636 (1928).
- [Gu-1]: Günther, K, proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Invited Paper, 32,Belgrade (1989).
- [Gu-2]: Günther, K., M.M.Popovic, S.S.Popovic, R.Radtko, J. Phys. D9, 1139 (1976).
- [Ha-1]: Haddad, G.N, T.F.O'Malley, Aust. J. Phys. 35, 95 (1982).
- [He-1]: Hernquist, K.G., J. Appl. Phys. 27, 1231 (1956).
- [Hi-1]: Hirschfelder, J.O., C.F.Courtis, R.B.Byron, Molecular theory of gases and liquids, John Willey et Sons, New York (1954).
- [Ho-1]: Holstein, T., Phys. Rev. 72, 1212 (1947);
Holstein, T., Phys. Rev. 83, 1159 (1951).
- [Ht-1]: Hotop H., A.Nichaus, Z. Phys. 228, 68 (1969).
- [Hu-1]: Houtermans, F.G., Z. Phys. 41, 140 (1927).
- [Hw-1]: Howe, R.M., J. Appl. Phys. 24, 881 (1953).
- [Hx-1]: Huxley, L.G.H, R.W.Crompton, The diffusion and drift of electrons in gases, Wiley Interscience, New York (1974).
- [Ir-1]: Irons, F.E., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 22, 1 (1979);
Irons, F.E., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 22, 21 (1979);
Irons, F.E., J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 22, 37 (1979).
- [It-1]: Itikawa, Y., Atomic data and nuclear data tables 21, 69 (1978).
- [Ja-1]: Javorski, B., Bull. Acad. Sci. USSR 9, 233 (1945);
Javorski, B., J. Phys. USSR 10, 76 (1950).
- [Ka-1]: Karabourniotis, D., Opt. Commun. 61, 38 (1987);
Karabourniotis, D., Opt. Commun. 67, 214 (1987).
- [Ka-2]: Karabourniotis, D., S.Couris, E.Drakakis, J.J.Damelincoirt, J. Appl. Phys. 66, 1084 (1989).
- [Ka-3]: Karabourniotis, D., Thèse d'Etat, n°793, Université Paul Sabatier, Toulouse (1977).
- [Kc-1]: Küçükarpaci, H.N., H.T.Saelce, J.Lucas, J. Phys. D14, 9 (1981).
- [Ke-1]: Kenty, C., M.A.Easley, B.T.Barnes, J. Appl. Phys. 22, 1006 (1951);
Kenty, C., J. Appl. Phys. 21, 1309 (1950).
- [Ke-2]: Kenty, C., J. Appl. Phys. 9, 53 (1938).
- [Kg-1]: Kagan, Y., B.Kasmaliev, Opt. Spectroc. 24, 356 (1968);
Kagan, Y., N.B.Kolokolov, R.I.Lagushenko, V.M.Milenin, A.M.Mirzabekov, Sov. Phys. Tech. Phys. 16, 561 (1971).
- [Kl-1]: Kolesnikov, V.N., Proc. Lebedev Physical Institute 30, 66 (1964).
- [Km-1]: Karim R., A.Jain, Physica Scripta 39, 238 (1989).

- [Ko-1]: Korotkov, A.I., *Opt. Spectrosk.* 28, 641 (1970);
Korotkov, A.I., *Fizika* 2, 42 (1975);
Korotkov, A.I., *Opt. Spectrosk.* 43, 1050 (1977);
Korotkov, A.I., S.M.Kazakov, *Fizika* 9, 132 (1977).
- [Kp-1]: Kannappan, D., T.K.Bosc, *Phys. Fluids* 20, 1668 (1977).
- [Kr-1]: Kryukov, N.A., N.P.Penkin, T.P.Redko, *Opt. Spectrosc.* 42, (1977).
- [Ku-1]: Kurochkin, Yu.V., L.S.Polak, A.V.Putogarov, D.I.Slovetskii, V.V.Ukolov, *High Temp.* 16, 409 (1978).
- [La-1]: Lagushenko, R., J.Maya, *J. Appl. Phys.* 55, 3293 (1984).
- [La-2]: Lagushenko, R., J.Maya, *J. of I.E.S.* 14, 306 (1984).
- [Lb-1]: Liboff, R.L., *Phys. Fluids* 2, 698 (1959).
- [Ld-1]: Landau, L.D., Quantum mechanics, 560-563, Pergamon Press, Oxford (1977).
- [Lf-1]: Lanford, O.E., *Proc. 1974 Batelle Renc. on Dynamical Systems* 35, Springer-Verlag, Berlin (1975).
- [Lg-1]: Langevin, P., *Ann. Chim. Phys.* 5, 245 (1905).
- [Li-1]: Ligthart, F.A.S., R.A.J.Keijsers, *J. Appl. Phys.* 51, 5295 (1980).
- [Lm-1]: Lama, W.L., C.F.Gallo, T.J.Hammond, P.J.Walsh, *Appl. Opt.* 21, 1801 (1982).
- [Ln-1]: Lin, S.L., R.E.Robson, E.A.Mason, *J. Chem. Phys.* 71, 3483 (1979).
- [Lr-1]: Laborie, P., J.M.Rocard, J.A.Rees, Sections efficaces électroniques et coefficients macroscopiques 2, Dunod, Paris (1971).
- [Ma-2]: Mason, E.A., R.J.Munn, F.J.Smith, *Phys. Fluids* 10, 1827 (1967).
- [Ma-2]: Mason, E.A., *Phys. Fluids* 2, 698 (1959).
- [Mc-1]: Mc Cutchen, C.W., *Phys. Rev.* 112, 1538 (1964).
- [Mc-1]: Miller, M., Inductively coupled plasmas in analytical atomic spectroscpie, VCH Pu. Inc, New York (1987).
- [Me-2]: Miller, R.C., R.J.Ayen, *J. Appl. Phys.* 40, 5260 (1969).
- [Mi-1]: Mitchner, M., C.H.Kruger Jr., Partially ionized gases, John Willey and Sons, New York (1973).
- [Ml-1]: Milloy, H.B., R.W.Crompton, *Aust. J. Phys.* 30, 51 (1977);
Milloy, H.B., R.W.Crompton, J.A.Rees, A.G.Robertson, *Aust. J. Phys.* 30, 61 (1977);
Milloy, H.B., R.W.Crompton, *Aust. J. Phys.* 30, 105 (1977).
- [Mn-1]: Milne, E.A., *J. London Math. Soc.* 1, 40 (1926).
- [Mo-1]: Moris, J.C., J.H.Walker, *J. Appl. Phys.* 44, 4558 (1973).
- [Mr-1]: Mrozowski, S., *Phys. Rev.* 76, 1714 (1949).
- [Mt-1]: Mitchell, A.C.G., M.W.Zemansky, Resonance radiation and excited atoms, The University Press, Cambridge (1934).
- [Mu-1]: van der Mullen, J.A.M., Thesis, Technische Hogeschool Eindhoven, Eindhoven (1986).
- [Mu-2]: van der Mullen, J.A.M., M.C.M. van de Sanden, P.Briennesse, A.Pecters, *Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases*, 154, Belgrade (1989).

- [Mu-3]: van der Mullen, J.A.M., P.Briennesse, D.C.Schram, Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases, 320, Belgrade (1989).
- [My-1]: Maya, J., communication privée (1989).
- [Na-1]: Nakamura, Y., J.Lucas, J. Phys. D11, 325 (1978);
Nakamura, Y., J.Lucas, J. Phys. D11, 337 (1978).
- [Ne-1]: Nesmeyanov, A.N., Vapor pressure of chemical elements, 209, Elsevier Pub. Co., Amsterdam (1963).
- [No-1]: Nottingham, W.B., Phys. Rev. 60, 203 (1939).
- [Nr-1]: NRL plasma formulary memorandum report, 3332, Book D.L. (1978).
- [Ol-1]: Olsen, L.O., Phys. Rev. 60, 739 (1973).
- [Ov-1]: Ovcharenko, V.A., S.M.Chernyshev, High Temp. 8, 679 (1980).
- [Ox-1]: Oxenius, J., Kinetic theory of particles and atoms, Springer Series in Electrophysics 20, Spriger-Verlag, Berlin (1986).
- [Pa-1]: Patankar, S., Numerical heat transfer and fluid flow, Hemispher Pu. Co., New York (1980).
- [Pe-1]: Penkin, N.P., T.P.Redko, Opt. Spectrosc. 36, 258 (1974).
- [Pi-1]: Pitchford, L.C., A.V.Phelps, Phys. Rev. A25, 540 (1982).
- [Pl-1]: Plenkiewicz, B., P.Plenkiewicz J.P.Jay-Genin, Phys. Rev. A38, 4460 (1988).
- [Po-1]: Polmann, J., J.E. van der Werfland, P.C.Drop, J. Phys D5, 266 (1973).
- [Pv-1]: Potapov, A.V., High Temp. 4, 48 (1966).
- [Pr-1]: Prigogine, I., Bull. Cl. Sc. Acad. R. Belg. 26, 53 (1940).
- [Pt-1]: Post, H.A., Phys. Rev. A33, 2003 (1986).
- [Py-1]: Payne, M.G., J.D.Cook, Phys. Rev. A2, 1338 (1968).
- [Ra-1]: Rapp, D., W.E.Francis, J. Chem. Phys. 37, 11 (1962).
- [Rd-1]: Radke, R., K.Günther, J. Phys. D9, 1131 (1976).
- [Rd-1]: Radzig, A.A., B.M.Smirnov, Reference data on atoms, molecules and ions, 254, Springer-Verlag, Berlin (1985).
- [Rm-1]: Ramsauer, C., Ann. Phys. 64, 513 (1921).
- [Ro-1]: Rockwood, S.D., Phys. Rev. A8, 2348 (1973).
- [Rs-1]: Rosen, B., Tables internationales des constantes selectionnées, 205.
- [Ru-1]: Rouse, G.F., G.W.Giddings, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 11, 514 (1925);
Rouse, G.F., G.W.Giddings, Proc. Nat. Acad. Sci. USA 12, 447 (1926);
- [Sa-1]: Salon, J., Thèse de Docteur Ingenieur, n°629, Université Paul Sabatier, Toulouse (1978).
- [Sc-1]: Sepman, V.Yu., V.A.Sheverev, V.Vuinovich, Opt. Spectrosc. 56, 361 (1984).
- [Sg-1]: Segur, P., Thèse d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1974).
- [Si-1]: Simpson, S.W., P.Kovitya, Appl. Phys. Lett. 43, 752 (1983).

- [Sk-1]: Shkarosfky, I.P., T.W.Johnston, M.P.,Bachynski, The particle kinetics of plasmas, Reading Mass, Addisson-Willey (1966).
- [So-1]: Soriano, C., M.Aubés, B.Bélon, J.J.Damelincourt, T.Abdennadher, M.Stambouli, M. Annabi, *Rev. Gen. Elec.*, 1, (Juillet 1988).
- [So-2]: Soriano, C., Thèse de 3^{ème} Cycle, n°3384, Université Paul Sabatier, Toulouse (1987).
- [Sp-1]: Spitzer, L., Physics of fully ionizedd gases, Interscience, New York (1956).
- [Sw-1]: Sawada, S., Y.Sakai, H.Tagashira, *J. Phys. D*22, 382 (1989).
- [Ta-1]: Tan, K.L., A. von Engel, *Proc. Roy. Soc. Lond. A*324, 183 (1971).
- [Tk-1]: Tamaki, S., T.Kuroda, *Spectrochemica Acta* 42B, 1105 (1987).
- [Tr-1]: van Trigt, C., *Phys. Rev.* 181, 97 (1969);
van Trigt, C., *Phys. Rev. A*13, 726 (1976).
- [Vb-1]: Verbeek, T.G., *P.C.Drop, J. Phys D*7 (1977).
- [Ve-1]: Verweij, W., *Philips Res. Suppl.*, n°2 (1961).
- [Vm-1]: Vemuri, V., W.J.Karplus, Digital computer treatment of partial differential equations, Prentice Hall Inc., New Jersey (1981).
- [Vr-1]: Vriens, L., *J. Appl. Phys.* 44, 3980 (1973).
- [Vr-2]: Vriens, L., *J. Appl. Phys.* 45, 110 (1974).
- [Vr-3]: Vriens, L., R.A.J.Keijser, F.A.S.Lighthart, *J. Appl. Phys.* 49, 3807 (1978).
- [Vr-4]: Vriens, L., A.H.M.Smets, *Phys. Rev. A*22, 940 (1980).
- [Wa-1]: Waymouth, J.F., *Proc. 42nd Annual Gaseous Electronic Conference*, 185, Palo Alto (1989).
- [Wa-2]: Waymouth, J.F., F.Bitter, *J. Appl. Phys.* 27, 122 (1956).
- [Wa-3]: Waymouth, J.F., Electric discharge lemps, M.I.T. Press, Cambridge (1973).
- [We-1]: van de Weijer, P., R.M.M.Cremers, Radiative processes in discharge plasmas, NATO ASI Series B149, Plenum, New York (1986).
- [Wh-1]: Walsh, P.J., *Phys. Rev.* 107, 338 (1957).
- [Wi-1]: Winkler, R.B., J.Wilhelm, R.Winkler, *Ann. Physik* 7, 90 (1983).
- [Wl-1]: Wilhelm, J., R.Winkler, *Ann. Phys.* 23, 28 (1969).
- [Wm-1]: Williams, R.H., H.E. de Witt, *Phys. Fluids* 12, 2326 (1969).
- [Wn-1]: Winans, J.G., *Phys. Rev.* 42, 800 (1932).
- [Wn-1]: Wani, K., 5th Int. Symp. Sci. Tecn. Light Sources, 45, York (1989).
- [Wr-1]: Wren, D.J., D.W.Setser, *J. Chem. Phys.* 74, 2331 (1981).
- [Wy-1]: Weysenfeld, C.H., M.M.M.P.Matthey, *IEEE Trans. Electr. Dev.* ED-24, 1239 (1977).
- [Yo-1]: Yousfi, M, Thèse d'Etat, Université Paul Sabatier, Toulouse (1986).
- [Yo-2]: Yousfi, M., P.Segur, T.Vassiliadis, *J. Phys. D*40, 399 (1978).
- [Yo-3]: Yousfi, M., A.Aklaa, *J. Phys. D*, sous presse (1990).

- [Yo-4]: Yousfi, M., A.Chatwiti, J. Phys. D20, 457 (1987).
- [Yo-5]: Yousfi, M, G.Zissis, A.Alkaa, J.J.Damelincourt, Phys. Rev. A, sous presse, (1990).
- [Zi-1]: Zissis, G., A.Alkaa, M.Yousfi, J.J.Damelincourt, Proc. XIX Int. Conf. Phen. Ion. Gases, 582, Belgrade (1989).
- [Zi-2]: Zissis, G., P.Bénétruy, J.J.Damelincourt, Proc. 42nd Annual Gaseous Electronics Conference, 71, Palo Alto (1989);
Zissis, G., P.Bénétruy, J.J.Damelincourt, A.Por, Proc. 5th Int. Symp. Sci. Techn. Light Sources, 71, York (1989).
- [Zi-3]: Zissis, G., A.Alkaa, M.Yousfi, J.J.Damelincourt, Proc. 5th Int. Symp. Sci. Techn. Light Sources, 73, York (1989).
- [Zo-1]: Zollweg, R.J., R.W.Lieberman, J. Appl. Phys. 58, 3621 (1987).
- [Zo-2]: Zollweg, R.J., J. Appl. Phys. 49, 1077 (1978).

The first part of the paper is devoted to the study of the asymptotic behavior of the solutions of the system (1) as $t \rightarrow \infty$. It is shown that the solutions of (1) tend to zero as $t \rightarrow \infty$ if and only if the matrix A is stable. The second part of the paper is devoted to the study of the asymptotic behavior of the solutions of the system (1) as $t \rightarrow 0$. It is shown that the solutions of (1) tend to zero as $t \rightarrow 0$ if and only if the matrix A is stable.