

ORSAY
n° d'ordre :

UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

THESE

présentée

Pour obtenir

LE TITRE DE DOCTEUR EN SCIENCES PHYSIQUES
SPÉCIALITÉ PHYSIQUE MOLÉCULAIRE ET ATOMIQUE

PAR

YOLANDE LOUVET

SUJET: ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET MODÉLISATION DU PHOTODÉCLENCHEMENT
PAR RAYONS X D'UNE DÉCHARGE POUR LASER À EXCIPLEXES.

soutenue le 23 OCTOBRE 1986 devant la Commission d'examen

M. JACQUES BAUCHE PRÉSIDENT

MLLE MARIE-CLAUDE CASTEX

MM. JEAN BRETAGNE

HENRI BRUNET

BERNARD LACOUR

DANIEL PIGACHE

*A Marie-Claude,
Bernard,
et Jean
avec toute ma reconnaissance.*

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer tout particulièrement ma reconnaissance à Monsieur Jacques Bauche, Professeur à l'Université de Paris-Sud, pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail et pour les encouragements qu'il m'a prodigués. Je le remercie également d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Ce travail a été effectué en grande partie aux Laboratoires de Marcoussis. Je remercie Monsieur Pierre Pinson de m'avoir accueilli dans son équipe.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Michel Gaillard, Directeur de la division optronique pour avoir créé les conditions qui m'ont permis de mener à bien la partie théorique de ce travail au Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay sous la direction de Monsieur Jean Bretagne.

J'ose exprimer ma profonde gratitude à Monsieur Bernard Lacour. Il a su me guider avec patience pour la partie expérimentale de ce travail et m'a fait bénéficier de sa grande compétence et de son habilité.

J'exprime mes plus vifs remerciements à Monsieur Jean Bretagne qui m'a initiée à la recherche théorique et dont la grande disponibilité et la gentillesse à mon égard ont permis l'aboutissement de ce travail.

J'assure Monsieur Henri Brunet de ma profonde reconnaissance pour l'intérêt particulier qu'il a montré pour ce travail et je le remercie d'avoir assuré avec gentillesse la tâche ingrate de rapporteur.

Je remercie Monsieur Daniel Pigache de l'attention qu'il a portée à cette étude en acceptant de participer à ce jury.

J'adresse mes vifs remerciements à tous les membres de l'équipe Nouveaux Systèmes de Lasers des Laboratoires de Marcoussis pour le soutien efficace qu'ils m'ont apporté. Je remercie particulièrement Monsieur Patrice Cacciani, qui s'est chargé de réaliser le circuit d'alimentation du laser et dont la poigne vigoureuse n'a jamais été prise à défaut, ainsi que Madame Chantal Vannica, Madame Béatrice Quintard-Chommeloux et Monsieur Alain Beaute pour l'aide qu'ils m'ont apporté.

J'exprime toute ma reconnaissance aux membres de l'équipe d'interaction Faisceaux Gaz du Laboratoire de Physique des Gaz et des Plasmas d'Orsay pour l'accueil très chaleureux qu'ils m'ont réservé.

Je ne saurais oublier de remercier les nombreuses personnes qui ont contribué à la réalisation de ce travail en me facilitant les démarches administratives, en particulier Mesdames Martine Masson, Claude Legal et Francine Viezzoli.

J'assure également de ma reconnaissance les membres des services techniques des Laboratoires de Marcoussis et en particulier Monsieur Marie de l'atelier central de mécanique pour sa grande efficacité et sa gentillesse.

J'adresse toute ma reconnaissance à Madame Gaillot et à Madame Combron qui ont assuré avec dextérité et une grande patience la frappe de cette thèse.

CHAPITRE I
LES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES

	<u>Pages</u>
I.1 - INTRODUCTION	1
I.1.1 - Rappels sur le principe de fonctionnement d'un laser	1
I.2 - PRESENTATION DES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES	5
I.3 - LES LASERS A EXCIMERES	5
I.3.1 - La molécule d'excimère d'Argon	5
I.4 - LES LASERS EXCIPLEXES A HALOGENURES DE GAZ RARE	13
I.5 - EXCITATION DES MILIEUX EXCIPLEXES	19
I.5.1 - Généralités	19
I.5.2 - Excitation par faisceaux d'électrons	19
I.5.3 - Excitation par décharges à avalanche	20
I.5.4 - Excitation des milieux lasers par décharge transverse à avalanche préionisée	23
I.5.5 - Excitation des milieux exciplexes par décharge à avalanche photodéclenchée par rayons UV ou X.	25

CHAPITRE II
DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1 - GENERALITES	28
II.2 - DISPOSITIF DE PREIONISATION - CANON A RAYONS X	32
II.2.1 - Généralités	32
II.2.2 - L'enceinte à vide	32
II.2.3 - Les électrodes	35

	<u>Pages</u>
II.2.4 - Le générateur d'impulsions rapides haute tension	37
II.2.5 - Contrôle du fonctionnement du canon X	40
II.3 - DISPOSITIF D'EXCITATION PAR DECHARGE	44
II.3.1 - La décharge transverse à avalanche	44
II.3.2 - La tête laser	44
II.3.3 - La ligne à eau	46
II.3.4 - Générateur d'impulsions.	55
CHAPITRE III	
CARACTERISATION DU RAYONNEMENT X	
III.1 - INTRODUCTION	56
III.2 - RAPPELS	60
III.2.1 - L'émission Bremsstrahlung	60
III.2.2 - Le spectre discret	60
III.2.3 - Propriétés du rayonnement de freinage	63
III.3 - CARACTERISATION TEMPORELLE DU RAYONNEMENT EMIS DANS L'ENCEINTE DU CANON X ETUDIE	71
III.4 - CARACTERISTIQUES DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	74
III.5 - VERIFICATIONS DE LA PUISSANCE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	78
III.6 - VERIFICATION DE LA FORME SPECTRALE TOTALE ET DE L'ENERGIE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	80
III.6.1 - Introduction	80
III.6.2 - Rappels : Densitométrie - photographie X	82
III.6.3 - Test des courbes d'étalonnage	84
III.6.4 - Test des filtres	88

III.7 - MESURE EXPERIMENTALE DE LA REPARTITION SPATIALE DU RAYONNEMENT X DE PREIONISATION	95
---	----

CHAPITRE IV
ETUDE THEORIQUE DU PHOTODECLENCHEMENT

IV.1 - INTRODUCTION	99
IV.2 - GENERALITES	101
IV.2.1 - Ordre de grandeur de la densité électronique générée par l'impulsion de rayons X	101
IV.2.2 - Caractéristique du plasma pendant la phase de préionisation	102
IV.2.3 - Influence du champ électrique externe	103
IV.2.4 - Réactions cinétiques - Echelle de temps	103
IV.3 - EQUATIONS DE BOLTZMANN	103
IV.3.1 - Généralités	103
IV.3.2 - Equations d'évolution des espèces présentes dans le plasma	105
IV.4 - EQUATION D'EVOLUTION DES ELECTRONS	107
IV.4.1 - Les collisions élastiques électron-neutre	107
IV.4.2 - Les collisions inélastiques électron-neutre	109
IV.4.3 - Action du champ électrique externe	117
IV.5 - EXPRESSION DU TERME SOURCE DE PHOTO-IONISATION	123
IV.5.1 - Généralités	123
IV.5.2 - Caractéristiques du rayonnement X	123
IV.5.3 - Phénomènes de photo-ionisation	125
IV.5.4 - Processus de photo-ionisation des couches internes	125
IV.5.5 - Effet Auger	128
IV.5.6 - Formulation du terme source	129

	<u>Pages</u>
IV.6 - TRAITEMENT NUMERIQUE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN	130
IV.6.1 - Généralités	130
a) Rappels	130
b) Méthode de Rockwood	131
IV.6.2 - Discrétisation de la fonction $F(u,t)$	132
IV.6.3 - Décomposition des termes d'interaction	133
IV.6.4 - Résolution de l'équation vectorielle	140
CHAPITRE V	
RESULTATS THEORIQUES DE LA PHASE DE PREIONISATION	
V.1 - GENERALITES	142
V.2 - FORME TEMPORELLE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE	143
V.3 - RESULTATS OBTENUS POUR DIFFERENTES ENERGIES SPECTRALES DES RAYONS X	143
V.3.1 - Généralités	143
V.3.2 - Amplitude des fonctions de distribution	148
V.3.3 - Temps de dégradation	148
V.3.4 - Fonctions de distributions relaxées - Densité de préionisation	148
V.4 - FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION SPECTRALE COMPLETE	153
V.5 - ACTION DU CHAMP ELECTRIQUE EXTERNE	153
V.6 - DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS	157
V.6.1 - Validité du modèle	157
V.6.2 - Efficacité des rayons X	157
V.6.3 - Conclusion	159
V.7 - INTRODUCTION A LA PHASE DE DEVELOPPEMENT DE L'AVALANCHE	160
CONCLUSION	163
REFERENCES	

FIGURES

FIGURE I.1a	: Schéma des premiers niveaux d'énergie de l'excimère de gaz rare.	p. 8
FIGURE I.1b	: Courbes de potentiels schématiques de la molécule d'Argon d'après Lorents.	p. 9
FIGURE I.2	: Schéma des premiers niveaux excités de KrF.	p. 14
FIGURE II.1	: Vue d'ensemble du montage expérimental.	p. 29
FIGURE II.2	: Vue de perspective du canon X et de la tête laser.	p. 30
FIGURE II.3	: Schéma du couplage électrique des deux circuits.	p. 31
FIGURE II.4	: Schéma du canon X.	p. 33
FIGURE II.5	: Coupe verticale du canon X.	p. 34
FIGURE II.6	: Prise haute tension.	p. 39
FIGURE II.7	: Détecteur tension-courant.	p. 41
FIGURE II.8	: Schéma de la tête laser.	p. 45
FIGURE II.9	: Vue d'ensemble des lignes à eau.	p. 53
FIGURE II.10	: Transmission d'une feuille dentantale	p. 36 bis
FIGURE II.11	: Dimensions caractéristiques d'une ligne.	p. 49
FIGURE II.12	: Coupe longitudinale des lignes à eau.	p. 54
FIGURE III.1	: Rendement des compteurs.	p. 58
FIGURE III.2	: Dispositif expérimental d'analyse d'un rayonnement X de spectre continu.	p. 59
FIGURE III.3	: Aspect du spectre.	p. 61

FIGURE III.4	: Diagramme des couches internes d'un atome et principales raies dues à l'ionisation en couche interne	p. 61
FIGURE III.5	: Distributions spectrales expérimentales.	p. 65
FIGURE III.6a	: Variation de θ_m en fonction de U_c .	p. 67
FIGURE III.6b	: Répartition spatiale de l'intensité en fonction de l'épaisseur de la cible.	p. 67
FIGURE III.7a	: Distribution angulaire du rayonnement émis par un faisceau unidimensionnel	p. 68
FIGURE III.7b	: Distribution angulaire du rayonnement émis par un faisceau bidimensionnel.	p. 68
FIGURE III.8a.b	: Courbes de tension et de courant.	p. 72
FIGURE III.8c.d	: Courbes de la puissance du rayonnement et de la puissance électrique.	p. 72
FIGURE III.9	: Repère cartésien - Repère polaire.	p. 70
FIGURE III.10a	: Variation temporelle de la distribution spectrale.	p. 77
FIGURE III.10b	: Distribution spectrale totale.	p. 77 bis
FIGURE III.11	: Courbe des puissances incidente $\mathcal{P}'_x(t)$ et transmise $P_x(t)$.	p. 79
FIGURE III.12	: Ensemble photodiode plus scintillateur.	p. 80
FIGURE III.13	: Comparaison entre la courbe théorique de puissance et la courbe de tension de la photodiode.	p. 81
FIGURE III.14a	: Courbe principale de la pellicule No-Screen.	p. 85
FIGURE III.14b	: Courbe de sensibilité de la pellicule No-Screen.	p. 85
FIGURE III.15	: Courbes d'étalonnages, théorique et expérimentale.	p. 87
FIGURE III.16	: Facteur d'atténuation $A(\varepsilon)$.	p. 90

FIGURE III.17	: Distributions spectrales filtrées.	p. 91
FIGURE III.18	: Détermination des incertitudes Δd et W_x .	p. 92
FIGURE III.19	: Courbes d'étalonnage associées aux différents filtres.	p. 94
FIGURE III.20	: Comparaison des distributions spectrales, non filtrée et filtrée.	p. 96
FIGURE III.21	: Mesure des angles d'ouverture des rayons X.	p. 97
FIGURE III.22	: Schéma du collimateur.	p. 98
FIGURE IV.1	: Sections efficaces d'ionisation par impact électronique.	p. 113
FIGURE IV.2	: Puissance du rayonnement X.	p. 124
FIGURE IV.3	: Distribution spectrale du rayonnement X pour $U_c = 44$ KV.	p. 126
FIGURE IV.4	: Sections efficaces de photoionisation par rayons X.	p. 127
FIGURE V.1	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie $\epsilon = 15$ KeV.	p. 138
FIGURE V.2	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie $\epsilon = 20$ KeV.	p. 145
FIGURE V.3	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie $\epsilon = 30$ KeV.	p. 146
FIGURE V.4	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie $\epsilon = 50$ KeV.	p. 147
FIGURE V.5	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie ϵ au temps $t = 100$ ps.	p. 149
FIGURE V.6	: Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie ϵ au temps $t = 200$ ps.	p. 150

- FIGURE V.7** : Dégradation des photoélectrons émis par des rayons X d'énergie ϵ au temps $t = 300$ ps. p. 151
- FIGURE V.8** : Densité de préionisation. p. 152
- FIGURE V.9** : Dégradation des photoélectrons émis par les rayons X de la distribution spectrale obtenue pour $U_C = 44$ KV. p. 154
- FIGURE V.10** : Dégradation de photoélectrons de 20 KeV. Influence du champ électrique au temps $t = 100$ ps. p. 155
- FIGURE V.11** : Dégradation de photoélectrons de 20 KeV. Influence du champ électrique au temps $t = 200$ ps. p. 156
- FIGURE V.12** : Dégradation de photoélectrons de 20 KeV. Influence du champ électrique au temps $t = 300$ ps. p. 158

INTRODUCTION

Les lasers à exciplexes (et à excimères) constituent les principales sources de rayonnement cohérent actuellement disponibles dans le domaine ultraviolet entre 126 et 354 nm.

Les applications possibles de ces lasers sont nombreuses et en particulier pour les lasers à halogène de gaz rare dont les puissances élevées ouvrent des perspectives d'utilisation innombrables (Photochimie, Microgravure, Médecine, Découpe industrielle, domaine militaire...).

Les performances de ces lasers sont en constante évolution et des efforts importants sont actuellement déployés pour améliorer leurs propriétés (puissance, homogénéité et section du faisceau, cadence...).

Les limites intrinsèques au milieu actif ne semblent pas encore avoir été atteintes et les recherches se sont principalement concentrées vers la mise au point de nouveaux systèmes de pompage fiables et efficaces.

L'excitation du milieu laser par décharge photodéclenchée a été récemment proposée comme alternative à l'excitation par décharge préionisée pour laquelle la fiabilité s'avère difficile à maîtriser.

Ce nouveau système d'excitation testé avec succès [] fait l'objet de cette thèse où nous étudions les mécanismes d'initiation des décharges photodéclenchées par rayons X.

Le principe du photodéclenchement d'une décharge sera exposé dans le chapitre I après un rappel des principales caractéristiques des systèmes excimères et exciplexes.

Les qualités de la préionisation X par rapport à la préionisation UV ainsi que les avantages du photodéclenchement comparé à la préionisation, seront développés dans ce chapitre où nous montrerons par ailleurs que les paramètres relatifs à la préionisation X et à la décharge interviennent simultanément dans la phase de photodéclenchement. De ce fait, l'optimisation expérimentale de ces lasers devient difficile et l'étude théorique du photodéclenchement paraît alors nécessaire afin de déterminer les influences respectives de ces paramètres sur les performances laser.

Le dispositif expérimental correspondant au premier laser à photodéclenchement X développé aux Laboratoires de Marcoussis (CGE), est décrit au chapitre II.

La caractérisation du rayonnement X est effectuée par une méthode originale décrite au chapitre III. Cette méthode utilise les données théoriques relatives à l'émission Bremsstrahlung, les résultats obtenus ont été vérifiés par des tests expérimentaux.

Des données réalistes concernant les propriétés des rayons X seront ainsi introduites dans le modèle théorique.

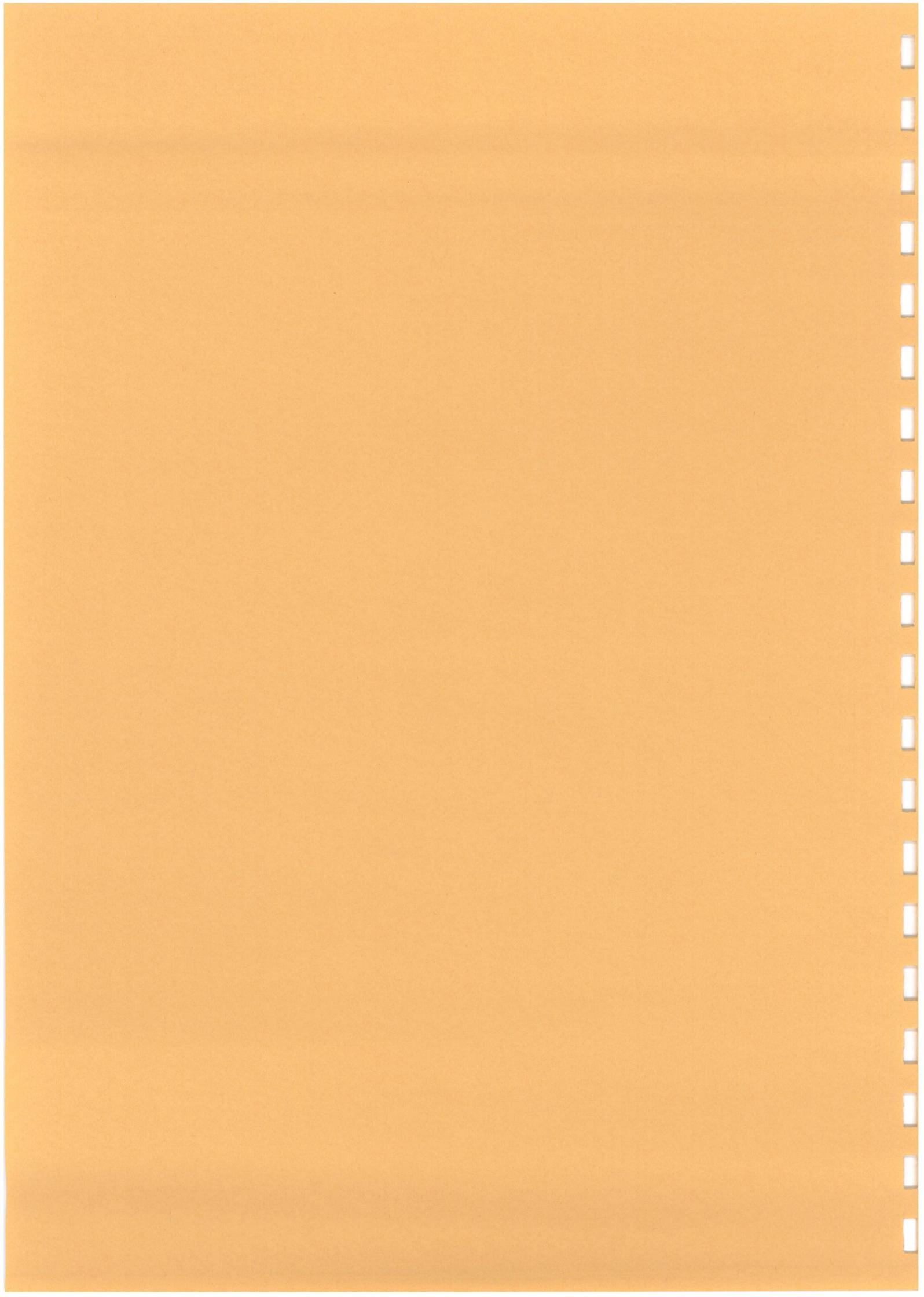
L'étude théorique du photodéclenchement, dans le cas simple d'une décharge d'argon haute pression, est détaillée au chapitre IV.

Cette modélisation, qui prend en compte les réactions d'ionisation induites par les rayons X et la dégradation énergétique des photoélectrons, permet de déterminer la fonction de distribution électronique issue de la préionisation X et la densité d'électrons thermalisée qui en résulte. La fonction de distribution est obtenue par la résolution de l'équation de Boltzmann suivant une méthode numérique originale, développée au Laboratoire de Physique des Gaz et Plasmas d'Orsay.

Cette étude, qui permet d'optimiser les caractéristiques (puissance, énergie spectrale) du rayonnement X, constitue l'étape préliminaire indispensable à la modélisation complète d'une décharge photodéclenchée.

Les dernières performances (1,4 J avec 2 % de rendement en XeCl) obtenues en décembre 1984 aux Laboratoires de Marcoussis par M. Bernard Lacour, sur un laser XeCl excité par décharge photodéclenchée par rayons X, justifient amplement l'intérêt porté à ce nouveau système qui semble concilier fiabilité et performances.

Nous noterons par ailleurs que ce nouveau système d'excitation n'est pas limité aux lasers exciplexes et qu'il peut également s'appliquer à d'autres lasers haute pression et en particulier aux lasers CO₂.



CHAPITRE I
LES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES

	<u>Pages</u>
I.1 - INTRODUCTION	1
I.1.1 - Rappels sur le principe de fonctionnement d'un laser	1
I.2 - PRESENTATION DES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES	5
I.3 - LES LASERS A EXCIMERES	5
I.3.1 - La molécule d'excimère d'Argon	5
I.4 - LES LASERS EXCIPLEXES A HALOGENURES DE GAZ RARE	13
I.5 - EXCITATION DES MILIEUX EXCIPLEXES	19
I.5.1 - Généralités	19
I.5.2 - Excitation par faisceaux d'électrons	19
I.5.3 - Excitation par décharges à avalanche	20
I.5.4 - Excitation des milieux lasers par décharge transverse à avalanche préionisée	23
I.5.5 - Excitation des milieux exciplexes par décharge à avalanche photodéclenchée par rayons UV ou X.	25

CHAPITRE I

LES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES

I.1 - INTRODUCTION

Avant d'exposer le principe de fonctionnement des lasers excimères et exciplexes, nous décrirons brièvement les processus physiques qui interviennent dans l'émission laser et nous rappellerons les différents paramètres qui caractérisent un système laser.

I.1.1 - Rappels sur le principe de fonctionnement d'un laser [1]

a) Définition des lasers

Les lasers sont des sources d'ondes électromagnétiques cohérentes. Du fait de la cohérence spatiale et temporelle, le rayonnement laser possède les qualités exceptionnelles suivantes : monochromaticité, directivité et densité d'énergie élevée.

b) Sources lumineuses cohérentes et incohérentes

La matière peut absorber de l'énergie sous différentes formes (énergie thermique, électrique, lumineuse...) et la restituer par émission de photons. Cette conversion d'énergie est à l'origine de toutes les sources lumineuses.

L'espèce active participant à l'absorption de l'énergie est portée dans un état quantique excité dont la durée de vie n'excède généralement

pas la milliseconde. La relaxation d'un état excité E_2 vers un état de plus basse énergie E_1 , peut produire des photons, d'énergie $\epsilon = E_2 - E_1$, suivant deux processus différents : l'émission spontanée et l'émission stimulée.

La prédominance de l'émission spontanée caractérise les sources lumineuses classiques incohérentes. La prédominance de l'émission stimulée est associée aux sources lumineuses cohérentes, elle a donné lieu au développement des lasers.

c) Emission spontanée - Emission stimulée

Les émissions spontanée et stimulée concernent les transitions radiatives $h\nu$ entre deux niveaux E_1 et E_2 , tels que $h\nu = E_2 - E_1 = \epsilon$.

L'émission spontanée correspond à une désexcitation qui a lieu sans causes extérieures et qui produit un photon dont la direction et l'instant d'émission sont aléatoires.

La désexcitation radiative du niveau d'énergie E_2 vers le niveau E_1 peut également être provoquée par l'interaction d'un photon d'énergie ϵ avec l'espèce excitée. Le photon induit, possédant les mêmes caractéristiques (fréquence, direction et phase) que le photon incident, il y a amplification de l'onde initiale de fréquence ν : c'est l'émission stimulée.

d) Inversion de population

L'émission stimulée ne peut donner lieu à l'émission laser que sous certaines conditions.

En effet, les photons d'énergie ϵ peuvent également être absorbés par le pompage de l'état d'énergie E_1 vers le niveau d'énergie E_2 , c'est l'absorption. Les deux phénomènes induits sont en compétition et l'émission stimulée ne peut dominer que si le niveau supérieur de la transition radiative est plus peuplé que le niveau inférieur. Cette condition particulière, qu'il est impossible d'obtenir à l'équilibre thermodynamique, est appelée inversion de population.

L'amplification cohérente d'une onde de fréquence ν , se propageant suivant l'axe z , se traduit par l'équation :

$$\frac{dI}{dz} = (N_2 - N_1) \sigma_{st} \cdot I$$

où I est l'Intensité de l'onde,
 σ_{st} est la section efficace de l'émission stimulée,
 N_1 et N_2 sont les populations des niveaux inférieur et supérieur de la transition radiative.

L'inversion de population nécessite un apport extérieur d'énergie et n'est possible que pour certains systèmes possédant des processus de peuplement privilégiés de l'état supérieur de la transition.

L'inversion de population n'est pas une condition suffisante et l'amplification cohérente n'est effective que si le gain d'amplification $g = (N_2 - N_1) \sigma_{st}$ compense les pertes subies par l'onde initiale : c'est la condition de seuil.

e) Fonctionnement d'un laser

Un laser se compose d'une source d'excitation, d'un milieu actif et d'une cavité optique.

La source d'excitation fournit au milieu actif l'énergie nécessaire pour réaliser l'inversion de population entre les deux niveaux de la transition laser. L'amplification cohérente de l'onde initiale ne permet pas d'obtenir un rayonnement laser important et le milieu actif est placé dans une cavité optique qui transforme l'amplificateur lumineux en oscillateur. Les multiples réflexions de l'onde dans la cavité permettent son amplification à chaque passage dans le milieu actif et le rayonnement laser intense ainsi obtenu est extrait de la cavité au travers d'un des deux miroirs possédant une transmission non nulle (l'axe optique de la cavité détermine la direction de propagation du rayonnement laser).

Par ailleurs, le pompage du milieu actif n'est pas toujours très sélectif et pour une même espèce active, plusieurs fréquences lasers

peuvent être émises. L'oscillateur optique peut permettre, dans certains cas, de sélectionner la fréquence laser qui est en résonance avec les modes propres de la cavité.

f) Les différents systèmes de lasers

Dans le choix d'un laser, deux paramètres sont déterminants : la longueur d'onde et la puissance du rayonnement.

Les milieux actifs existants sont actuellement très variés et peuvent être solide (laser YAG), liquide (lasers à colorant) ou gazeux (laser CO_2 , exciplexes,...).

La nature de l'espèce active et le type de transition utilisée déterminent la longueur d'onde de l'émission laser. Les transitions moléculaires de vibration et de rotation émettent généralement dans l'infrarouge tandis que les transitions électroniques peuvent émettre dans le domaine ultraviolet, visible ou même infrarouge.

Indépendamment des limitations propres au milieu actif, la puissance du rayonnement laser dépend de la source d'excitation utilisée et du mode de fonctionnement (continu ou impulsionnel) du laser.

Les sources d'excitations sont multiples : faisceaux d'électrons, décharges électriques, rayons ionisants, pompage optique, réactions chimiques...

Le pompage par faisceau d'électrons et par décharge électrique est couramment utilisé pour les lasers à gaz.

De nombreux paramètres permettent donc d'obtenir un laser d'un type donné : l'état physique et la composition du milieu actif, la nature de la transition laser, le mode de fonctionnement et la nature de la source d'excitation, les propriétés de la cavité optique. Le rayonnement laser sera caractérisé par sa longueur d'onde, la largeur de la raie d'émission, la section du faisceau laser, la puissance moyenne si le laser fonctionne en continu ou la puissance crête et la durée de l'impulsion si le laser est pulsé.

I.2 - PRESENTATION DES LASERS A EXCIMERES ET A EXCIPLEXES

a) Les excimères et les exciplexes

Le terme excimère (ou exciplexe) désigne une molécule homonucléaire (ou hétéronucléaire) dont les états excités sont stables alors que l'état fondamental est dissociatif. Cette famille comprend par exemple les excimères de gaz rare et les exciplexes tels que les halogénures de gaz rare (KrF, XeCl, ArF...).

La désexcitation radiative des états excimères ou exciplexes vers le niveau fondamental (transition liée-libre) produit une émission UV. Le temps de dissociation de l'état fondamental étant très faible, de l'ordre de 10^{-12} s, l'inversion de population de l'état excimère ou exciplexe est quasi automatique.

b) Les lasers à excimères et à exciplexes

Les lasers à excimères (ou à exciplexes) sont des lasers impulsionnels à gaz, de haut rendement (1 à 5 %) émettant dans le domaine ultraviolet. Les principales longueurs d'onde des lasers excimères et exciplexes sont reportées dans le tableau I.1 [3]. Les transitions électroniques "liée-libre", qui servent de support à l'émission laser, restituent le gaz dans son état initial et le milieu actif de ces laser peut être utilisé pour un grand nombre de tirs.

I.3 - LES LASERS A EXCIMERES [2-4]

Les courbes de potentiels des excimères et les processus qui conduisent à leur formation, sont identiques pour tous les gaz rares (à l'exception peut être de l'hélium et du néon). Nous prendrons l'excimère d'Argon à titre d'exemple.

I.3.1 - La molécule d'excimère d'Argon [5-6]

a) L'atome d'Argon

L'atome d'Argon correspond à la configuration électronique $3s^2 3p^6$ dans son état fondamental et les premiers états excités à des configura-

**Tableau I.1 - Longueurs d'onde des principaux lasers
à excimères et à exciplexes**

Excimère	Longueur d'onde (nm)
Xe ₂	172
Kr ₂	146
Ar ₂	126
Exciplexe	
XeF	352
XeCl	308
KrF	249
KrCl	223
ArF	193

tions 4s,4p,5s,...). La configuration excitée (4s) que l'on note Ar* conduit à la formation de quatre états électroniques $^1P_1, ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$ en notation L.S ; les états excités 3P_0 et 3P_2 sont métastables. On notera Ar** les états excités associés aux configurations électroniques supérieures à 4s.

b) L'excimère d'Argon

Les états moléculaires de Ar₂ ont fait l'objet de nombreuses études théoriques et expérimentales [7,8]. La figure I.1 donne une représentation schématique des courbes de potentiel.

Le potentiel de l'état fondamental est répulsif (mis à part un petit puits Van der Waals à grande distance). L'association d'un atome d'Argon excité (Ar*, Ar**) et d'un atome dans l'état fondamental (1S_0) conduit à la formation d'états moléculaires stables de type Rydberg. L'émission laser se produit à partir de l'état $^1\Sigma_u^+$ (0_u^+) corrélé à $^1S_0 + ^3P_1$ de la configuration 4s. Il est caractérisé par une durée de vie radiative (τ) de quelques nanosecondes. L'état excimère le plus bas $^3\Sigma_u^+$ est métastable ($\tau \approx 100 \mu s$). Le continuum dissociatif qui résulte de la transition radiative $^1\Sigma_u^+ \rightarrow ^1\Sigma_g^+$ a une largeur, $\Delta\lambda$, de l'ordre de la dizaine de nanomètre qui reflète principalement la forte pente du potentiel répulsif. Cette caractéristique inhérente à tous les excimères de gaz rares limite la section efficace d'émission stimulée σ_{st} pour la longueur d'onde λ .

En utilisant l'expression approchée [4,7] :

$$\sigma = \frac{1}{4\pi} \cdot \left(\frac{\text{Log } 2}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{\lambda^4}{C \cdot \tau \cdot \Delta\lambda},$$

on peut estimer la section efficace à environ 10^{-17} - 10^{-18} cm^2 , ce qui nécessite des densités N^* élevées de l'état excimère émetteur $^1\Sigma_u^+$ pour obtenir des gains d'amplification g corrects. (Ainsi pour un gain $g = \sigma_{st} \cdot N^*$ de $0,1 \text{ cm}^{-1}$, il faudrait une densité N^* supérieure à 10^{16} cm^{-3}).

c) Cinétique du milieu excimère

Les milieux excimères sont le plus souvent excités par faisceaux d'électrons ou par décharge électrique. Les collisions électroniques, entre les électrons primaires (e_p) produits par la source et les atomes de

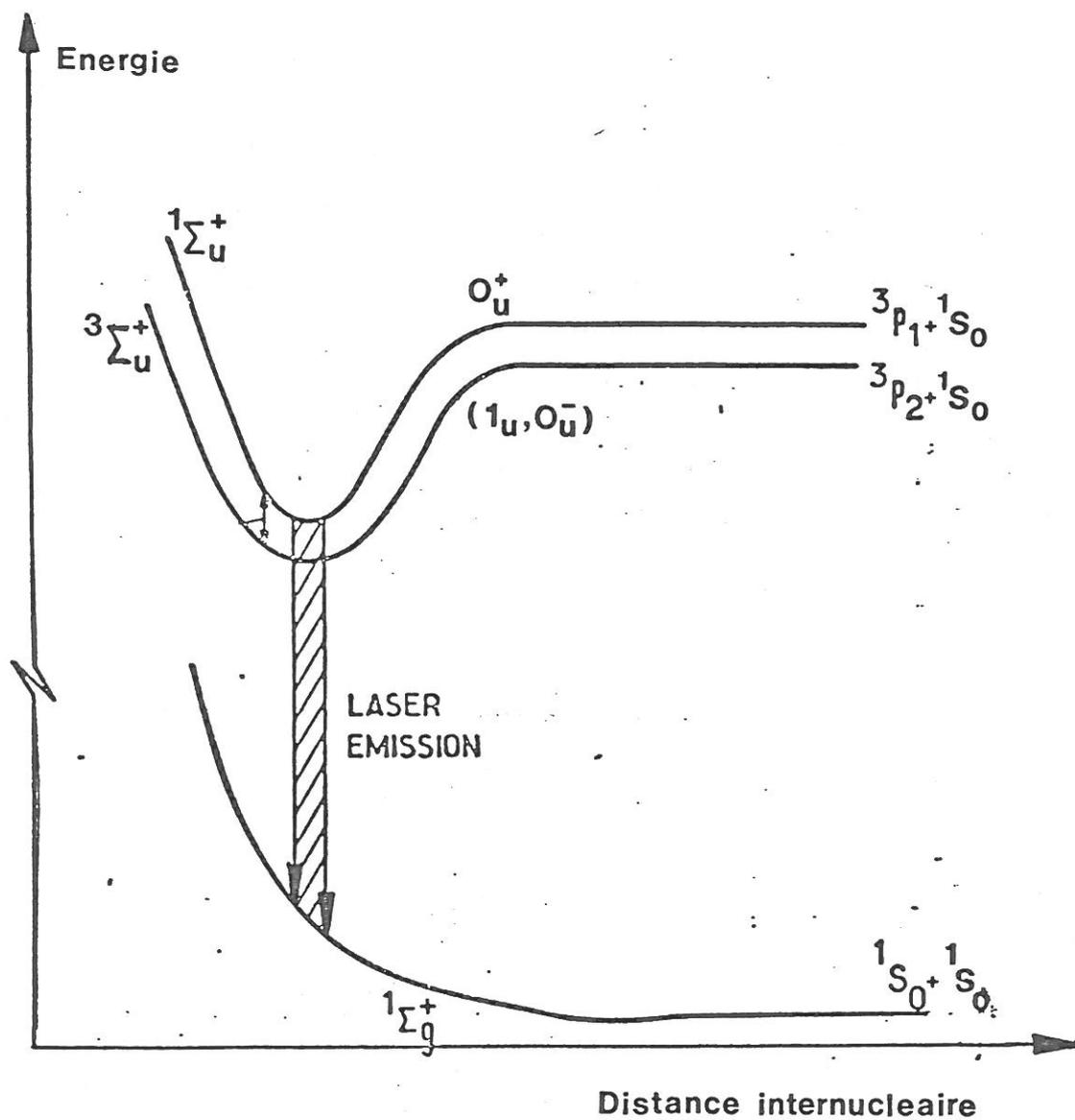


Figure I.1.a : Schéma des premiers niveaux d'énergie de l'excimère de gaz rare

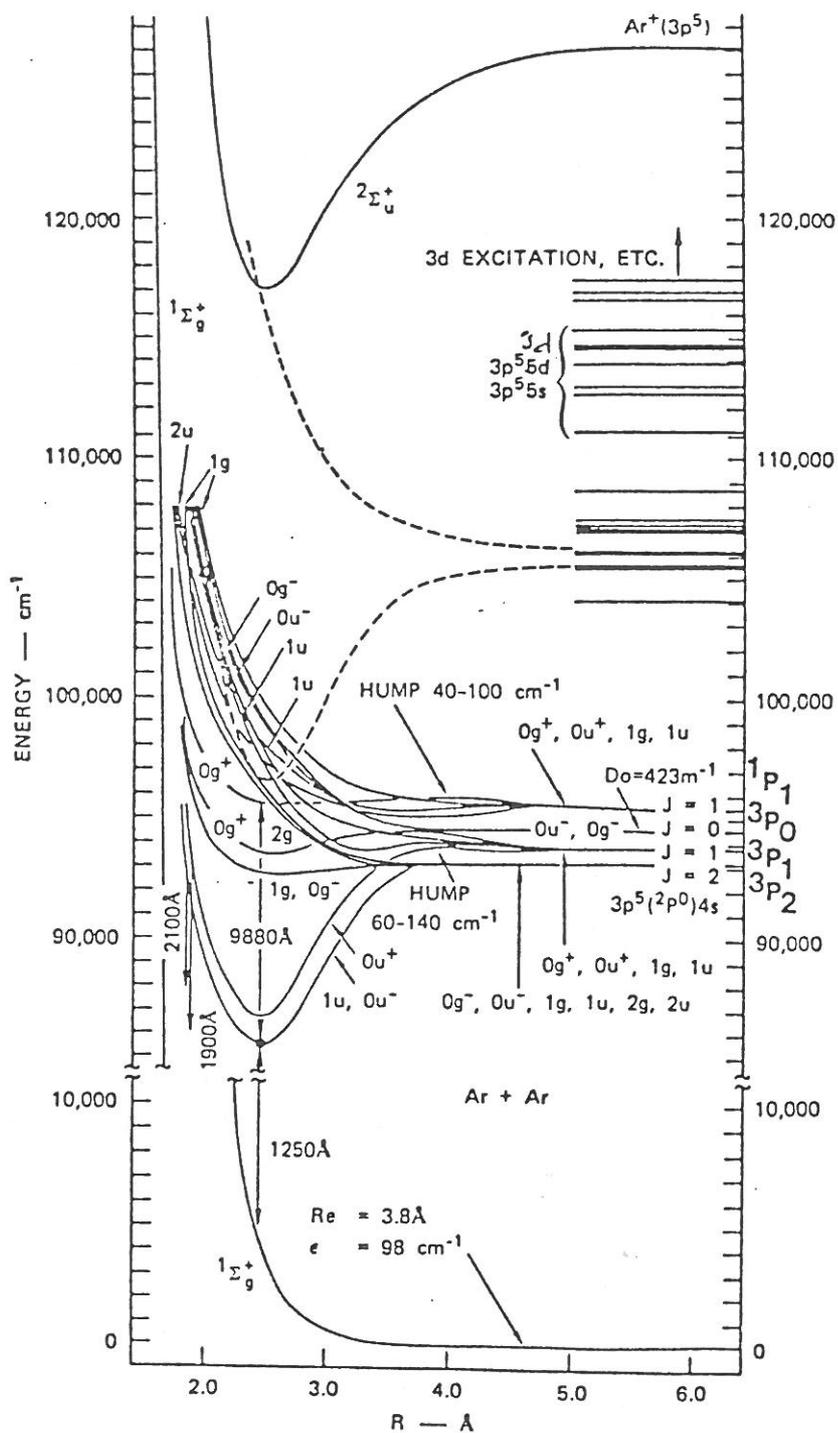
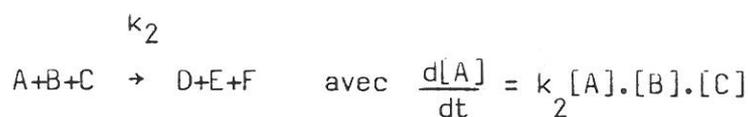
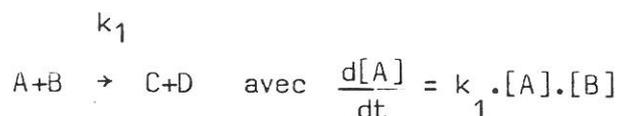


Figure I.1.b - Courbes de potentiels schématiques de la molécule d'argon [9]

gaz rares, déclenchent des mécanismes cinétiques complexes mettant en jeu des électrons secondaires (e) et un grand nombre d'espèces : atomiques (Ar^* , Ar^{**}), moléculaires (Ar_2^* , Ar_2^{**}) et ioniques (Ar^+ , Ar_2^+ , Ar_3^+). L'évolution en densité d'une espèce donnée est décrite par une équation de Boltzmann (cf.IV.2) qui prend en compte tous les processus auxquels participe cette espèce. Les réactions les plus importantes sont détaillées dans le tableau I.2.

On distingue principalement :

- les collisions électroniques du type $A+e \xrightarrow{k} B+C$, où A,B,C sont des espèces du milieu dont la constante de réaction k dépend de la fonction de distribution électronique $f(u,t)$ que nous expliciterons au chapitre IV, avec $k = \int^{\infty} \sigma(u).f(u,t).du$;
- les réactions à 2 ou 3 corps :



k_1 et k_2 représentent les constantes de réaction et $[A]$, $[B]$, $[C]$... les densités respectives des espèces A, B, C...

La cinétique complète du mélange est décrite par l'ensemble des équations d'évolution des espèces en présence dans le gaz où un grand nombre de paramètres intervient : constantes de réaction, sections efficaces, pression totale, densité et énergie des électrons primaires (e_p).

d) Mécanisme de formation de l'excimère

L'excimère Ar_2^* est principalement formé dans une collision à trois corps avec les états Ar^* ,

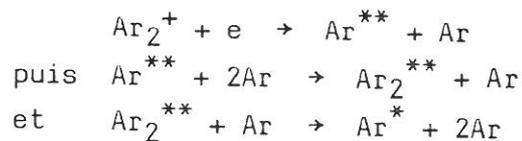


Différentes réactions cinétiques citées dans le tableau I.2 conduisent à la formation des états Ar^* de la configuration 4s. Ces réactions sont les étapes finales de chaînes cinétiques, qui aboutissent à un fort peuplement des états Ar^* , favorables à la production de l'excimère. Nous citerons à

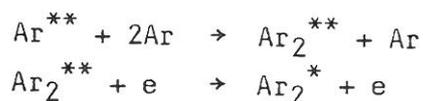
**Tableau I.2 - Réactions cinétiques dans un gaz d'argon
excité par impact électronique**

Collisions électroniques		Réactions à deux corps	
1	$\text{Ar} + e_p \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	17	$\text{Ar}^* + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$
2	$\text{Ar} + e_p \rightarrow \text{Ar}^* + e$	18	$\text{Ar}^{**} + \text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$
3	$\text{Ar} + e_p \rightarrow \text{Ar}^{**} + e$	19	$\text{Ar}^{**} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + \text{Ar}$
4	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	20	$\text{Ar}^{**} + \text{Ar}^{**} \rightarrow \text{Ar}^+ + \text{Ar} + e$
5	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	21	$\text{Ar}_2^{**} + \text{Ar} \rightarrow \text{Ar}^* + 2\text{Ar}$
6	$\text{Ar} + e \rightarrow \text{Ar}^{**} + e$	22	$\text{Ar}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$
7	$\text{Ar}^+ + 2e \rightarrow \text{Ar}^{**} + e$	23	$\text{Ar}_2^* + \text{Ar}_2^* \rightarrow \text{Ar}_2^+ + 2\text{Ar} + e$
8	$\text{Ar}_2^+ + e \rightarrow \text{Ar}^{**} + \text{Ar}$	24	$\text{Ar}_2^{**} + \text{Ar}_2^{**} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + 2\text{Ar} + e$
9	$\text{Ar}_3^+ + e \rightarrow \text{Ar}^{**} + 2\text{Ar}$		Réactions à trois corps
10	$\text{Ar}^* + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	25	$\text{Ar}^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^+ + \text{Ar}$
11	$\text{Ar}^{**} + e \rightarrow \text{Ar}^+ + 2e$	26	$\text{Ar}^{**} + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^{**} + \text{Ar}$
12	$\text{Ar}^{**} + e \rightarrow \text{Ar}^* + e$	27	$\text{Ar}^* + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}$
13	$\text{Ar}_2^* + e \rightarrow \text{Ar}_2^+ + 2e$	28	$\text{Ar}_2^+ + 2\text{Ar} \rightarrow \text{Ar}_3^+ + \text{Ar}$
14	$\text{Ar}_2^* + e \rightarrow 2\text{Ar} + e$		Réactions d'absorption ou d'émission
15	$\text{Ar}_2^* + e \rightarrow \text{Ar}_2^{**} + e$	29	$\text{Ar}^* \rightarrow \text{Ar} + h\nu$
16	$\text{Ar}_2^{**} + e \rightarrow \text{Ar}_2^* + e$	30	$\text{Ar}^{**} \rightarrow \text{Ar}^* + h\nu$
		31	$\text{Ar}_2^* \rightarrow 2\text{Ar} + h\nu$
		32	$\text{Ar}_2^* + h\nu \rightarrow 2\text{Ar} + 2h\nu$
		33	$\text{Ar}^* + h\nu \rightarrow \text{Ar}^+ + e$
		34	$\text{Ar}^{**} + h\nu \rightarrow \text{Ar}^+ + e$
		35	$\text{Ar}_2^* + h\nu \rightarrow \text{Ar}_2^+ + e$

titre d'exemple, le processus de création de Ar^* par recombinaison dissociative de l'ion Ar_2^+ dont la vitesse de formation est élevée à haute pression :



Nous noterons qu'une deuxième voie de formation de l'excimère est possible par collision électronique avec la molécule Ar_2^{**} après formation de celle-ci par collision à trois corps avec l'atome Ar^{**} .



On remarque que les deux voies de formation de l'excimère font intervenir des collisions à trois corps dont la vitesse de réaction est une fonction quadratique de la pression [4,5].

La population de l'état excimère ainsi obtenue ne peut vérifier la condition de seuil ($N^* \gg 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) avec $N^* = [\text{Ar}_2^*(^1\Sigma_u^+)]$ que si les réactions de formation à trois corps sont beaucoup plus rapides que les processus de disparition de l'état émetteur (désexcitation radiative non cohérente ou collisionnelle, photoionisation).

Les vitesses de réaction des processus de destruction de l'état $^1\Sigma_u^+$ étant généralement des fonctions linéaires de la pression, cette condition se réalise pour des pressions élevées de plusieurs bars.

Processus de pertes - Rendement laser :

Outre les processus de pertes relatifs à la destruction de l'état émetteur $^1\Sigma_u^+$ tels que :

- la photoionisation par le rayonnement laser,
- la desexcitation par collisions, par émission spontanée ou même par auto penning pour des densités élevées de l'excimère,

il existe de nombreuses pertes dues à l'absorption même du rayonnement laser par l'excimère et par les espèces transitoires du gaz.

Du fait de ces processus de pertes importants inhérents aux gaz rares, les rendements des lasers excimères sont relativement faibles (< 1 %).

Si l'étude des lasers à excimère de gaz rare n'a pas permis d'obtenir des performances élevées, elle a par contre contribué de façon décisive à l'élaboration et à l'optimisation des lasers exciplexes à haut rendement. En effet, c'est la bonne compréhension des mécanismes de formation et l'identification des voies de pertes des excimères, qui ont permis d'orienter les recherches vers les systèmes d'halogénures de gaz rare et d'améliorer leurs performances, notamment par l'introduction d'un gaz tampon.

Par ailleurs les excimères présentent toujours un certain intérêt pour leurs longueurs d'onde d'émission très courte inférieures à celle des exciplexes, (voir tableau I.1) et pour la simplicité de leur milieu actif.

I.4 - LES LASERS EXCIPLEXES A HALOGENURES DE GAZ RARE [1-4]

Les molécules d'halogénure de gaz rare les plus connues sont : XeCl, KrF et ArF.

a) La molécule exciplexe [10-11]

Les caractéristiques des molécules d'halogénure de gaz rare présentent quelques variantes d'une molécule à l'autre mais ces différences étant somme toute mineures, nous utiliserons l'exciplexe KrF à titre d'exemple. Les courbes de potentiel de cette molécule sont représentées sur la figure II.2, [11].

L'interaction d'un atome de gaz rare dans l'état $1s$ et d'un halogène à l'état fondamental $2p$ conduit à formation de deux états moléculaires répulsifs $2\Sigma^+$ et 2π que l'on note X et A.

Les états excités de l'exciplexe (2Σ et 2π) sont des états ioniques $Kr^+(2p) + F^-(1s)$ fortement liés ($\Delta E = 3$ à 5 eV). L'interaction spin-orbite mélange les états $2\Sigma^+$ et π pour donner des états $B_{1/2}$ et $C_{3/2}$ corrélés à $Kr^+(2p_{3/2}) + F^-$ et un état $D_{1/2}$ corrélé à $Kr^+(2p_{1/2}) + F^-$.

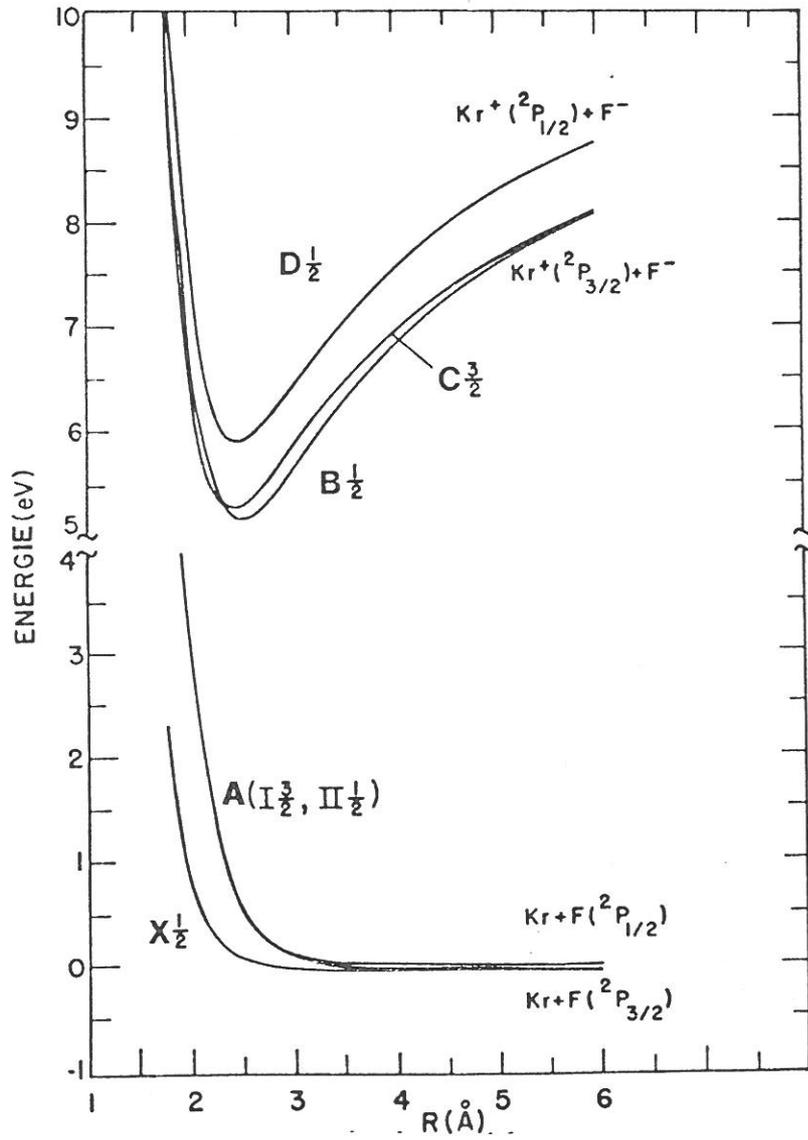


Figure I.2 - Schéma des premiers niveaux excités de KrF

L'état B a une durée de vie de quelques nanosecondes et l'état C de l'ordre de la centaine de nanosecondes.

La transition radiative $B_{1/2} \rightarrow X_{1/2}$ produit l'émission laser principale.

L'état fondamental qui possède à grande distance un faible puits de potentiel, est relativement plat à la distance internucléaire à laquelle s'effectue la transition laser.

La largeur du continuum dissociatif est ainsi plus étroite que dans le cas des excimères, ce qui permet d'obtenir une section efficace d'émission stimulée plus élevée.

Par ailleurs la profondeur de ce puits est suffisamment faible (sauf pour l'exciplexe XeF) pour ne pas produire d'encombrement du niveau de retombée de la transition laser.

b) Cinétique des mélanges exciplexes [10-14]

Outre les deux espèces actives constituant l'exciplexe, le milieu laser contient un troisième gaz : le gaz tampon dont le rôle sera ultérieurement défini. La cinétique d'un tel mélange, pompé par faisceau d'électrons ou par décharge, s'avère en fait d'une extraordinaire complexité et bien que tous les mécanismes ne soient pas totalement identifiés, on recense généralement une centaine de réactions cinétiques possibles !

Les processus cinétiques en jeu sont très nombreux et à la longue liste des paramètres de la cinétique tels les constantes de réactions, les sections efficaces, la densité et l'énergie des électrons primaires, vient s'ajouter les pressions partielles des trois composants du mélange. Pour un même exciplexe, le donneur d'halogène peut être de nature différente (ainsi pour KrF, F₂ ou NF₃), son choix constitue un paramètre supplémentaire.

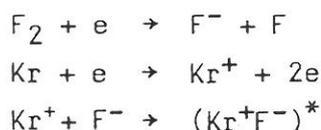
A titre d'exemple, nous donnons le tableau I.3 [12] des réactions possibles dans un mélange Kr/F₂/Ar dont l'Argon est le gaz tampon.

Les densités des espèces en présence et la fonction de distribution électronique constituent les variables de la cinétique.

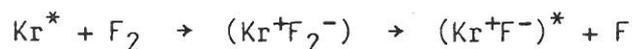
Comparée à la cinétique des milieux excimères, la cinétique des milieux exciplexes comporte des réactions typiques dues à l'halogène (voir Tableau I.3, réactions 5, 45, 63...). Certaines sections efficaces des processus mis en jeu dans la cinétique ne sont pas encore expérimentalement déterminées. On comprend alors pourquoi les modèles cinétiques présentés à ce jour ne peuvent être que simplifiés ou incomplets [3, 36].

c) Formation de l'exciplexe

Les deux voies de formation des exciplexes que nous allons décrire correspondent à des bilans schématiques des multiples mécanismes possibles. A cause du caractère ionique des états excités de l'halogénure de gaz rare, la voie de formation la plus directe provient de la recombinaison des ions Kr^+ et F^- après attachement dissociatif sur la molécule de fluor F_2 :



Il existe également une voie de formation issue des états $Kr^*(5s)$ de la configuration 5s qui, suivant un processus assez particulier, "le harponnage", conduit à la formation de l'exciplexe par l'intermédiaire d'une espèce ionique triatomique ($Kr^+F_2^-$).



Les états Kr^* de la configuration électronique 5s sont formés par des mécanismes identiques à ceux détaillés p. 12 pour Ar^* .

L'une ou l'autre de ces deux voies de formation est prédominante suivant la pression du mélange et les caractéristiques de la source d'excitation.

- Les processus de perte - le gaz tampon

La photoionisation de l'état émetteur ($^2\Sigma$) est négligeable dans les milieux exciplexes, mais les autres processus de pertes tels l'absorption du rayonnement par les espèces du mélange et la destruction collisionnelle de l'exciplexe sont toujours présents.

Par ailleurs la présence de l'halogène dans le milieu actif introduit d'autres types de pertes comme l'attachement dissociatif ($F_2+e \rightarrow F^-+F$) qui neutralise les électrons et entrave l'excitation du milieu actif.

Ces processus de pertes limitent la densité de l'exciplexe ($^2\Sigma$) à 10^{16} - 10^{17} cm^{-3} . Il est par conséquent inutile et même nuisible d'introduire de trop grandes quantités d'halogène et de gaz rare dans le mélange car ces deux espèces en excès n'introduisent que des pertes supplémentaires. Le mélange exciplexe est donc constitué généralement à plus de 90 % d'un troisième gaz, le gaz tampon, qui permet de maintenir des pressions élevées en limitant les pertes.

Le gaz tampon

On utilise comme gaz tampon un gaz rare de numéro atomique inférieur à celui du gaz rare qui forme l'exciplexe. L'énergie est alors déposée de manière privilégiée sur le gaz rare le plus léger, essentiellement sur les états nS , et est transférée par collisions vers le gaz rare le plus lourd. Le gaz rare tampon joue donc le rôle de réservoir transitoire d'énergie.

Le gaz tampon doit être choisi en fonction de deux critères importants :

- les espèces transitoires à la formation desquelles il participe ne doivent pas introduire de pertes notables par absorption du rayonnement laser;
- le gaz tampon doit favoriser un bon dépôt d'énergie dans le milieu et permettre une excitation homogène. Dans le cas d'une excitation par décharge électrique, le néon permet plus facilement que l'hélium ou l'argon cette excitation homogène [15].

Tableau I.3 - Réactions cinétiques du mélange Kr/F₂/Ar [12]

Pumping, quenching and stability reactions				Electron Reactions			
No.	Reaction	Rate constant	Reference	No.	Reaction	Typical rate constant ^c	Reference
1	Kr [*] + F ₂ → KrF [*] + F	8.1 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	45	F ₂ + e → F ⁻ + F	1.1 × 10 ⁻⁹ cm ³ /sec	32,41
2	ArF [*] + Kr → KrF [*] + Ar	3.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	32,33	46	Kr + e → Kr ⁰ + e	4.1 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	26,22,28
3	Kr [*] + F → KrF [*]	1.0 × 10 ^{-6b} cm ³ /sec	32,44	47	Kr [*] + e → Kr ⁰ + e	6.4 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	18
4	Ar [*] + F ₂ → ArF [*] + F	8.5 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	48	Kr + e → Kr ⁰ + 2e	1.5 × 10 ⁻¹⁵ cm ³ /sec	17,29
5	Ar [*] + F → ArF [*]	1.0 × 10 ^{-6b} cm ³ /sec	44	49	Kr [*] + e → Kr ⁰ + 2e	4.8 × 10 ⁻⁸ cm ³ /sec	37
6	Kr ^{**} + F ₂ → KrF [*] + F	8.1 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	50	Kr ^{**} + e → Kr ⁰ + e	8.0 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	18
7	Ar ^{**} + F ₂ → ArF [*] + F	8.5 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	51	Kr [*] + e → Kr + e	8.0 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	26,22,28
8	Kr ₂ ⁺ + F → KrF [*] + Kr	1.0 × 10 ⁻⁶ cm ³ /sec	44,32,40	52	Kr ^{**} + e → Kr ⁰ + 2e	1.8 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	37
9	Ar ₂ ⁺ + F → ArF [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻⁶ cm ³ /sec	44,32,40	53	Ar + e → Ar ⁰ + e	2.8 × 10 ⁻¹² cm ³ /sec	26,22,28
10	ArKr [*] + F → KrF [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻⁶ cm ³ /sec	Estimated	54	Ar [*] + e → Ar ⁰ + e	6.6 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	18
11	ArKr [*] + F ₂ → KrF [*] + Ar + F	6.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	55	Ar + e → Ar ⁰ + 2e	1.4 × 10 ⁻¹⁹ cm ³ /sec	17,29
12	KrF [*] + Kr → 2Kr + F	2.0 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	33	56	Ar [*] + e → Ar ⁰ + 2e	2.8 × 10 ⁻⁸ cm ³ /sec	37
13	KrF [*] + Ar → Kr + Ar + F	0.0 cm ³ /sec	Estimated	57	Ar ^{**} + e → Ar ⁰ + e	9.0 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	18
14	KrF [*] + 2Ar → ArKrF [*] + Ar	8.0 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	32,38	58	Ar [*] + e → Ar + e	5.4 × 10 ⁻¹² cm ³ /sec	26,22,28
15	ArF [*] + 2Ar → Ar ₂ F [*] + Ar	5.0 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	33	59	Ar ^{**} + e → Ar ⁰ + 2e	1.9 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	37
16	Kr + ArKrF [*] → Kr ₂ F [*] + Ar	2.0 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	32	60	Kr ₂ ⁺ + e → Kr ^{**} + Kr	1.1 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	34,45,46
17	Ar + ArKrF [*] → Ar ₂ F [*] + Kr	2.0 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	32	61	Ar ₂ ⁺ + e → Ar ^{**} + Ar	7.7 × 10 ⁻⁸ cm ³ /sec	34,45,46
18	KrF [*] + Kr + Ar → Kr ₂ F [*] + Ar	6.5 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	13	62	F ₂ + e → 2F + e	3.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	Estimated
19	ArKrF [*] + F ₂ → Ar + Kr + F + F ₂	1.0 × 10 ⁻⁹ cm ³ /sec	33	63	F + e → F ⁻	1.0 × 10 ^{-12b} cm ³ /sec	Estimated
20	Kr ₂ ⁺ + F ₂ → Kr ₂ F [*] + F	3.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	Radiation			
21	Kr ₂ ⁺ + F → KrF [*] + Kr	3.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	No.	Reaction	Rate	Reference
22	Kr ₂ F [*] + F ₂ → 2Kr + F + F ₂	1.0 × 10 ⁻⁹ cm ³ /sec	33	64	KrF [*] → Kr + F + hν	1.5 × 10 ⁹ /sec	7,33
23	Ar ₂ ⁺ + F ₂ → Ar ₂ F [*] + F	2.5 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	65	ArF [*] → Ar + F + hν	2.5 × 10 ⁹ /sec	7
24	Ar ₂ ⁺ + F → ArF [*] + Ar	3.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	66	Kr ₂ ⁺ → 2Kr + hν	3.3 × 10 ⁹ /sec	33
25	Ar ₂ F [*] + F ₂ → 2Ar + F + F ₂	1.0 × 10 ⁻⁹ cm ³ /sec	33	67	Ar ₂ ⁺ → 2Ar + hν	3.8 × 10 ⁹ /sec	33
26	Ar ₂ F [*] + Kr → ArKrF [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	68	Kr ₂ F [*] → 2Kr + F + hν	6.7 × 10 ⁹ /sec	33
27	ArKr [*] + Kr → Kr ₂ ⁺ + Ar	1.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	33	69	Ar ₂ F [*] → 2Ar + F + hν	2.0 × 10 ⁹ /sec	33
28	Kr [*] + 2Ar → ArKr [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	33	70	ArKr [*] → Ar + Kr + hν	3.0 × 10 ⁹ /sec	33
29	Ar [*] + Kr + Ar → ArKr [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	33	71	ArKrF [*] → Ar + Kr + F + hν	5.0 × 10 ⁹ /sec	33
30	Kr [*] + Kr + Ar → Kr ₂ ⁺ + Ar	1.0 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	33	Absorption			
31	Ar [*] + 2Ar → Ar ₂ ⁺ + Ar	1.14 × 10 ⁻³² cm ³ /sec	33	No.	Reaction	Cross section	Reference
32	Ar [*] + Kr → Kr [*] + Ar	6.2 × 10 ⁻¹² cm ³ /sec	9,33	72	F ₂ + hν → F + F	1.2 × 10 ⁻²⁰ cm ²	42
33	Ar ₂ ⁺ + Kr → Kr [*] + 2Ar	4.0 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	32	73	F ⁻ + hν → F + e	5.0 × 10 ⁻¹⁸ cm ²	47
34	Ar [*] + 2Ar → Ar ₂ ⁺ + Ar	2.5 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	30	74	Kr ₂ ⁺ + hν → Kr [*] + Kr	1.5 × 10 ⁻¹⁷ cm ²	24
35	Ar ₂ ⁺ + Kr → Kr [*] + 2Ar	7.5 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	31	75	Ar ₂ ⁺ + hν → Ar [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻¹⁷ cm ²	24
36	Ar [*] + Kr + Ar → ArKr [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	39	76	Ar ^{**} + hν → Ar [*] + e	2.3 × 10 ⁻¹⁸ cm ²	48
37	Kr [*] + 2Ar → ArKr [*] + Ar	1.0 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	Estimated	77	Kr ^{**} + hν → Kr [*] + e	4.5 × 10 ⁻¹⁸ cm ²	48
38	ArKr [*] + F → ArKrF [*]	1.0 × 10 ^{-6b} cm ³ /sec	Estimated	78	Ar [*] + hν → Ar [*] + e	1.0 × 10 ⁻¹⁹ cm ²	48
39	ArKr [*] + Kr → Kr ₂ ⁺ + Ar	3.2 × 10 ⁻¹⁰ cm ³ /sec	Estimated	79	Kr [*] + hν → Kr [*] + e	3.2 × 10 ⁻²⁰ cm ²	48
40	ArKr [*] + e → Kr ^{**} + Ar	1.0 × 10 ⁻⁷ cm ³ /sec	Estimated	80	Kr ₂ F [*] + hν → products	5.0 × 10 ⁻¹⁸ cm ²	Estimated
41	Kr [*] + 2Kr → Kr ₂ ⁺ + Kr	2.5 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	30	81	Ar ₂ F [*] + hν → products	1.0 × 10 ⁻¹⁸ cm ²	Estimated
42	Ar [*] + Kr → Kr [*] + Ar	3.0 × 10 ⁻¹¹ cm ³ /sec	31	82	KrF [*] + hν → Kr + F + 2hν	2.4 × 10 ⁻¹⁶ cm ²	70
43	Kr [*] + Kr + Ar → Kr ₂ ⁺ + Ar	2.5 × 10 ⁻³¹ cm ³ /sec	32,40				
44	F + F + M → F ₂ + M	1.0 × 10 ⁻³³ cm ³ /sec	Estimated				

Rendement et performance

Les rendements des lasers exciplexes sont bons : ils peuvent atteindre environ 4 % [16].

Les énergies laser les plus importantes sont actuellement obtenues par pompage par faisceau d'électrons et peuvent aller jusqu'à 10 kJ [17].

Les performances lasers étant très liées au mode de pompage du milieu actif, nous rappellerons brièvement les techniques classiques utilisées pour l'excitation des milieux exciplexes, puis nous présenterons les particularités du pompage par décharge à avalanche photodéclenchée par rayons X qui fait l'objet de notre étude.

I.5 - EXCITATION DES MILIEUX EXCIPLEXES

I.5.1 - Généralités

Du fait de la section efficace d'émission stimulée peu élevée et de la durée de vie courte de l'état émetteur, des puissances de pompage importantes typiquement de l'ordre du gigawatt par litre sont nécessaires pour l'excitation des mélanges exciplexes.

Différents types de pompage ont été testés [3] mais seule l'excitation par impact électronique, effectuée par faisceau d'électrons ou par décharge à avalanche préionisée ou photodéclenchée, a donné des résultats satisfaisants.

I.5.2. - Excitation par faisceaux d'électrons [1,13,18-20]

Seuls les électrons relativistes ($E_{ce} > 100$ keV) possèdent une longueur de pénétration suffisante dans les gaz haute pression pour permettre une excitation homogène.

Les canons à électrons relativistes utilisent des tensions très élevées ($U \geq 100$ kV), leurs rendements énergétiques sont faibles et la fenêtre de transmission des électrons fragile. Un tel système d'excitation n'est pas toujours fiable, il est assurément onéreux, de plus, il ne permet pas un fonctionnement à cadence de récurrence élevée.

Si le pompage par faisceaux d'électrons permet d'obtenir actuellement les énergies laser les plus élevées, les rendements laser et la fiabilité sont à l'avantage de l'excitation par décharge.

1.5.3 - Excitation par décharges à avalanche

a) Introduction

Décharges haute pression

On obtient aisément une excitation homogène dans un mélange gazeux à basse pression en utilisant une décharge luminescente. Ce type de décharge très stable, correspond à des intensités de courant faibles [21].

Si on augmente la pression ou l'intensité du courant, la décharge se déstabilise et dégènerè en arc électrique.

Les valeurs seuils de pression et de courant à partir desquelles apparaissent les arcs électriques sont d'autant plus faibles que le milieu contient des espèces électronégatives. Les décharges dans les milieux gazeux haute pression électronégatifs tels les mélanges exciplexes sont donc particulièrement instables.

Le régime d'arc électrique se caractérise par la formation de colonnes de plasma conducteur et de degré d'ionisation élevé reliant les deux électrodes.

Dans la colonne formée par l'arc, l'impédance du plasma est extrêmement faible, l'intensité du courant peut être très élevée et suffisante pour établir l'équilibre thermodynamique entre les différentes espèces du gaz. Or, d'une part, l'équilibre thermodynamique est incompatible avec l'obtention d'une inversion de population et, d'autre part, les arcs électriques sont généralement des phénomènes très localisés ; le régime d'arc ne constitue donc pas un mode d'excitation homogène et efficace d'un gaz.

Excitation par décharge des milieux exciplexes :

Une excitation efficace des milieux exciplexes est en fait possible à l'aide de décharges à avalanche rendues homogènes par des procédés tels que la préionisation ou le photodéclenchement que nous expliciterons, après avoir au préalable rappelé les caractéristiques des décharges à avalanches.

b) Les décharges à avalanche [22]

Les décharges à avalanche se produisent quand les électrons acquièrent, sous l'influence du champ électrique, une énergie cinétique suffisante pour ioniser les espèces en présence dans le gaz. Il y a alors multiplication des charges, c'est l'effet d'avalanche.

Les décharges à avalanche se développent en plusieurs étapes.

La première étape correspond à la formation du plasma de décharge par la création de charges initiales dans le gaz et multiplication de celles-ci, sous l'influence du champ électrique appliqué. L'impédance Z_p du plasma [59] est inversement proportionnelle à la densité électronique du milieu, la formation du plasma s'accompagne donc d'une décroissance rapide de l'impédance qui peut, si le champ électrique est suffisant, chuter jusqu'à des valeurs très faibles qui permettent le passage d'un courant intense : c'est le phénomène de claquage.

Cette phase de croissance du courant produit une chute de la tension qui, en retour, ralentit la multiplication électronique ; la décharge peut alors, sous certaines conditions, se stabiliser.

L'essentiel de l'énergie est transférée au gaz durant cette phase stationnaire qui constitue la phase d'excitation du milieu laser. De fait la durée de ce régime stable est limitée (d'une dizaine à une centaine de nanosecondes), après quoi la décharge dégénère généralement en arc électrique.

La stabilité de la décharge est conditionnée en particulier par l'homogénéité du plasma dans la phase initiale qui précède le développement de l'avalanche.

Il est par conséquent important de comprendre le processus de formation du plasma dès les premiers instants. Deux modèles (modèle de Townsend et modèle des Streamers) permettent de décrire le développement des décharges à avalanche.

Décharge de Townsend - Décharge Streamer [21-25] :

Les domaines respectifs de validité de ces deux modèles sont définis par les valeurs de E/P (E étant le champ électrique et P la pression du gaz). Ils s'appliquent tous les deux au cas de valeurs de p.d élevées ($p.d \geq 150$ Torr/cm), d étant la distance interélectrode.

Dans le modèle de Townsend, pour lequel les effets de charge d'espace sont négligés, le temps de formation de la décharge est généralement de l'ordre ou supérieur à la microseconde. Ce modèle s'applique au cas de valeurs modérées de E/P , la décharge est caractérisée par deux coefficients α et γ . α représente le coefficient de multiplication électronique par unité de longueur. Ainsi un électron émis à la cathode crée $(e^{\alpha d} - 1)$ paires ion-électron sur la distance interélectrode. Le coefficient γ est la probabilité pour qu'un ion positif atteignant la cathode émette un électron. La condition d'autoentretien de la décharge est obtenue si, pour un électron arrivant sur l'anode, un électron au moins est libéré à la cathode par l'impact des ions, soit si $\gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1$.

Pour des valeurs de E/p élevées, ce qui est notre cas, le temps d'établissement de la décharge est typiquement de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-9} s. C'est le cas de la décharge streamer. Bien que les mécanismes mis en jeu dans ce type de décharge soient toujours relatifs aux phénomènes d'avalanche, les mécanismes qui conduisent à l'amorçage de la décharge sont différents de ceux de la décharge de Townsend et font intervenir des processus transitoires très rapides, liés en particulier à la propagation des charges d'espace créées par les avalanches et au développement d'avalanches secondaires dues à la photoionisation.

En effet, quand les premières avalanches se déplacent vers l'anode, du fait de la grande différence de mobilité des ions et des électrons, la tête de l'avalanche formée d'électrons laisse à l'arrière une traîne d'ions positifs. La charge d'espaces résultante peut être considérable, et dans certains cas [25], le champ électrique, induit par l'avalanche, peut devenir plus intense que le champ électrique extérieur appliqué. Par ailleurs, le passage de l'avalanche excite des espèces transitoires qui donnent lieu à une émission de photons susceptibles d'ioniser le gaz au-delà de l'avalanche initiale. Les photoélectrons ainsi créés subissent l'influence simultanée du champ extérieur appliqué et du champ induit ;

des avalanches secondaires, dont la direction de propagation dépend du champ résultant, se développent.

Ce type de processus se réitère et aboutit rapidement à l'établissement d'un canal continu de plasma (les streamers) qui relie les électrodes (voir schéma ci-après). La décharge filamenteuse ainsi formée dégénère rapidement en arc électrique.

Une décharge homogène peut toutefois être obtenue en modifiant les conditions initiales de formation du plasma. En effet, si on introduit une densité initiale uniforme d'électrons dans le gaz, les têtes des avalanches primaires produites par ces électrons peuvent se recouvrir bien avant d'atteindre l'anode et former un plasma uniforme favorable au développement d'une décharge stable. C'est le but de la préionisation du milieu. De nombreuses études réalisées ces dernières années [25,29] ont permis de définir les densités minimales de préionisation (10^6 à 10^8 cm^{-3}) et de prévoir les temps de montée maxima ($\tau < 20$ ns) de la tension aux bornes des électrodes, nécessaires à une bonne stabilité et à une bonne homogénéité de ces décharges.

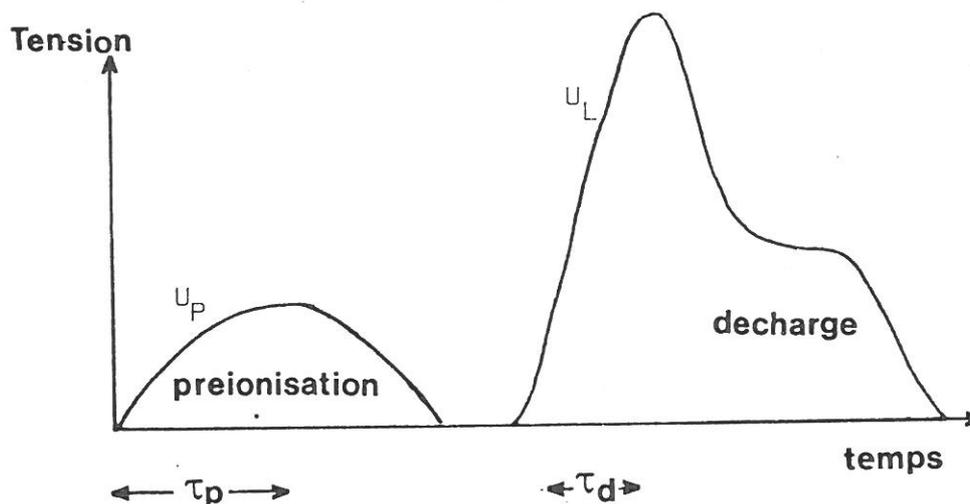
I.5.4 - Excitation des milieux lasers par décharge transverse à avalanche préionisée

La configuration géométrique des décharges utilisées est généralement de type transverse : la longueur des électrodes est supérieure à la distance interélectrodes (l'axe de la décharge laser est orthogonal à l'axe optique). On obtient ainsi une longueur de gain du milieu actif élevée et sensiblement égale à la longueur des électrodes tout en conservant un champ électrique intense pour des tensions modérées ($E = U/d$).

a) Principe des décharges préionisées par UV ou rayons X

On commute rapidement ($\tau < 10$ ns) une tension laser U_L (de l'ordre de 4 kV/cm.bar) aux bornes du milieu actif préalablement ionisé par un rayonnement UV ou X.

Le rayonnement de préionisation UV ou X est fourni par une décharge annexe de tension U_p que l'on a représentée avec la tension laser U_L sur le schéma I.2.



L'impulsion de préionisation n'exige pas de conditions particulières concernant son temps de montée et sa durée ; celle-ci est généralement de l'ordre de la centaine de nanosecondes. L'énergie qu'elle fournit au milieu laser est typiquement comprise entre un dixième et un millième de l'énergie délivrée par la décharge principale.

Par contre, l'énergie destinée au pompage du milieu actif (plusieurs centaines de joules par litre) ne peut être injectée dans le gaz que durant la courte phase stable de la décharge ; il en résulte une charge considérable du commutateur de la décharge (éclateur ou thyatron) qui doit pouvoir supporter des courants intenses sous des tensions élevées.

b) Préionisation par rayonnement UV ou X

Préionisation par rayonnement UV [26-27] :

Le rayonnement UV de préionisation peut s'obtenir très simplement dans la tête laser même, par des décharges auxiliaires, par exemple des décharges de type corona. La préionisation UV est particulièrement fiable et permet en outre de travailler en cadence, mais son utilisation pratique est limitée à des lasers ayant de petites distances interélectrodes.

En effet, la longueur de pénétration des rayons UV n'est pas suffisante pour préioniser uniformément de grands volumes et dans ce cas l'emploi de la préionisation par rayons X constitue une alternative.

Préionisation par rayonnement X [28-36] :

Le rayonnement X est, le plus souvent, produit hors de l'enceinte laser par un canon X et transmis dans le milieu actif par une fenêtre ; il en résulte une structure plus simple de la tête laser (cf chapitre II).

L'emploi de la préionisation X permet : d'une part, d'obtenir des énergies laser élevées en ionisant des volumes actifs importants, et d'autre part, d'obtenir une densité électronique initiale élevée et uniforme, condition favorable à l'établissement d'une décharge stable.

Par ailleurs, les rayons X peuvent être facilement collimatés (cf. III.7), ce qui permet de réduire la préionisation au volume de la décharge, d'éviter ainsi la formation d'arcs parasites et d'améliorer le transfert d'énergie au milieu actif [35].

Modélisation de la préionisation UV et X :

Les photoélectrons, induits dans le milieu laser par la préionisation, participent à des réactions cinétiques très rapides d'excitation et d'ionisation du milieu laser haute pression. Ces réactions dégradent l'énergie des photoélectrons primaires pour aboutir à une densité stationnaire d'électrons thermalisée (n_{co}).

Si la tension laser est appliquée après la dégradation complète des électrons issus de la préionisation, l'effet de celle-ci sur la cinétique du mélange se ramène à l'introduction d'une densité initiale n_{co} non nulle.

La densité n_{co} peut être, par exemple, expérimentalement évaluée par des mesures du type chambre d'ionisation [25].

Les modèles actuellement utilisés [25] partent de valeurs de n_{co} ainsi déterminées mais la distribution énergétique des électrons froids reste arbitraire.

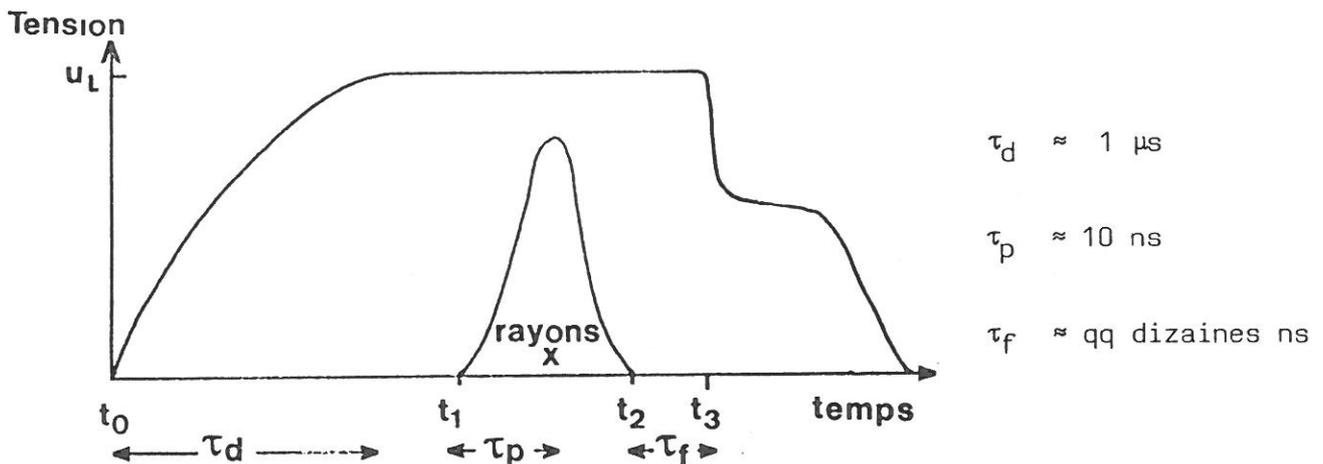
I.5.5 - Excitation des milieux exciplexes par décharge à avalanche photodéclenchée par rayons UV ou X [37-41]

On remarque que les contraintes électriques majeures, dans le système d'excitation par décharge préionisée précédemment défini, portent

essentiellement sur le circuit de décharge qui doit commuter beaucoup d'énergie en des temps très courts alors que le circuit de préionisation doit commuter moins d'énergie en des temps plus longs. La surcharge considérable du commutateur de la décharge (thyatron, éclateur) qui en résulte constitue un point critique dans la fiabilité de ce système d'excitation. L'excitation par décharge photodéclenchée par UV mise au point en 1982 au Laboratoire de Marcoussis, suivie avec succès par le photodéclenchement par rayons X en 1984, a permis d'apporter une alternative originale et efficace à ce problème.

Dans le nouveau système d'excitation mis au point, la préionisation UV ou X, dont le temps de montée est très court, est utilisée pour déclencher la décharge ; la fonction de commutation du circuit principal est alors assurée par le plasma de décharge lui-même.

On peut schématiser le photodéclenchement de la décharge par la figure suivante :



A l'instant t_0 , on établit lentement une tension U_L aux bornes du laser.

L'énergie de la décharge est stockée sous la tension U_L dans une ligne à eau directement connectée aux électrodes du laser.

A l'instant t_1 , l'impulsion de préionisation (UV ou X) est appliquée au système avec un temps de montée très court.

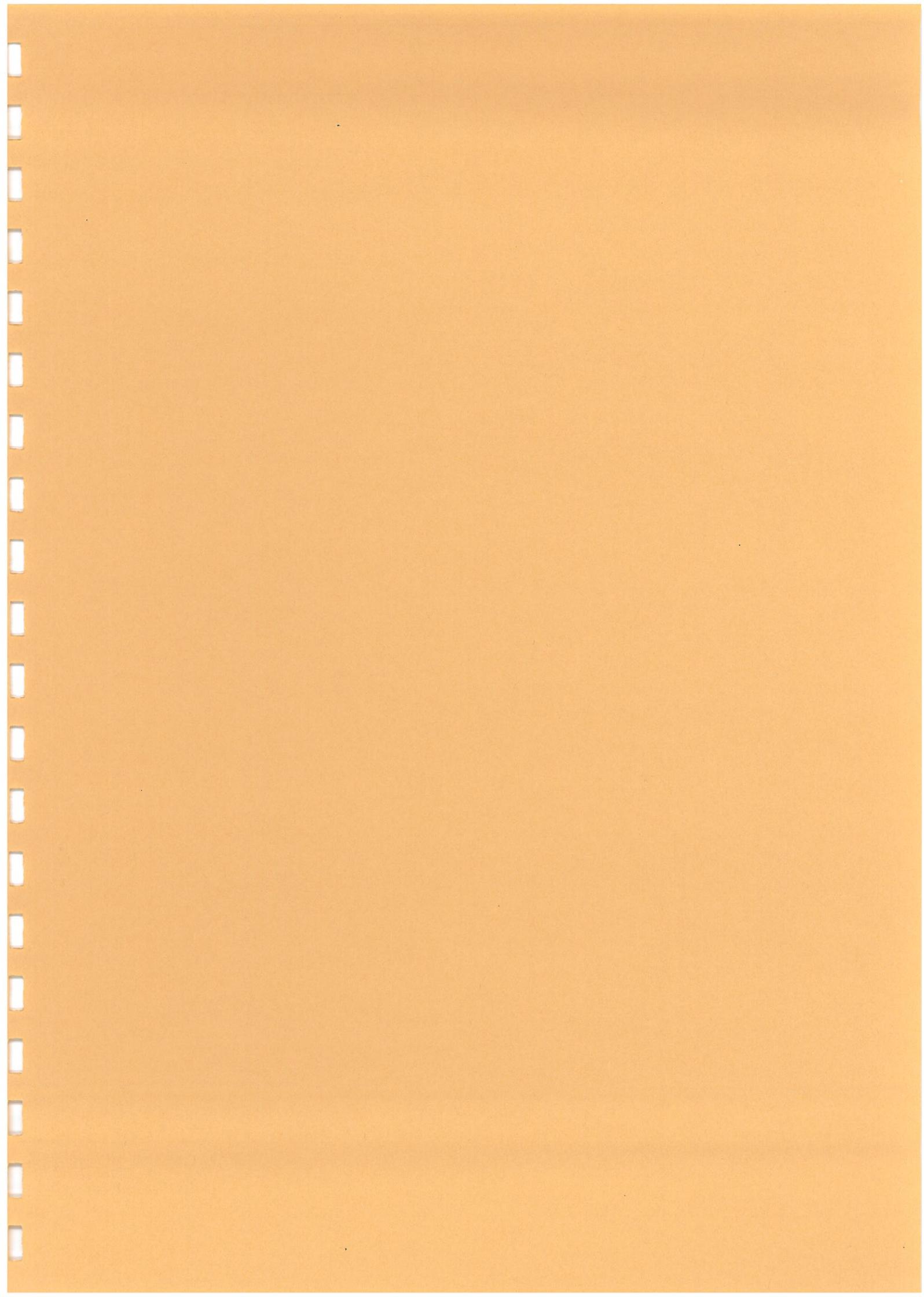
Les électrons issus de la préionisation se multiplient alors sous l'influence du champ électrique et conduisent, avec un retard $\tau_R = t_3 - t_2$, au déclenchement de la décharge.

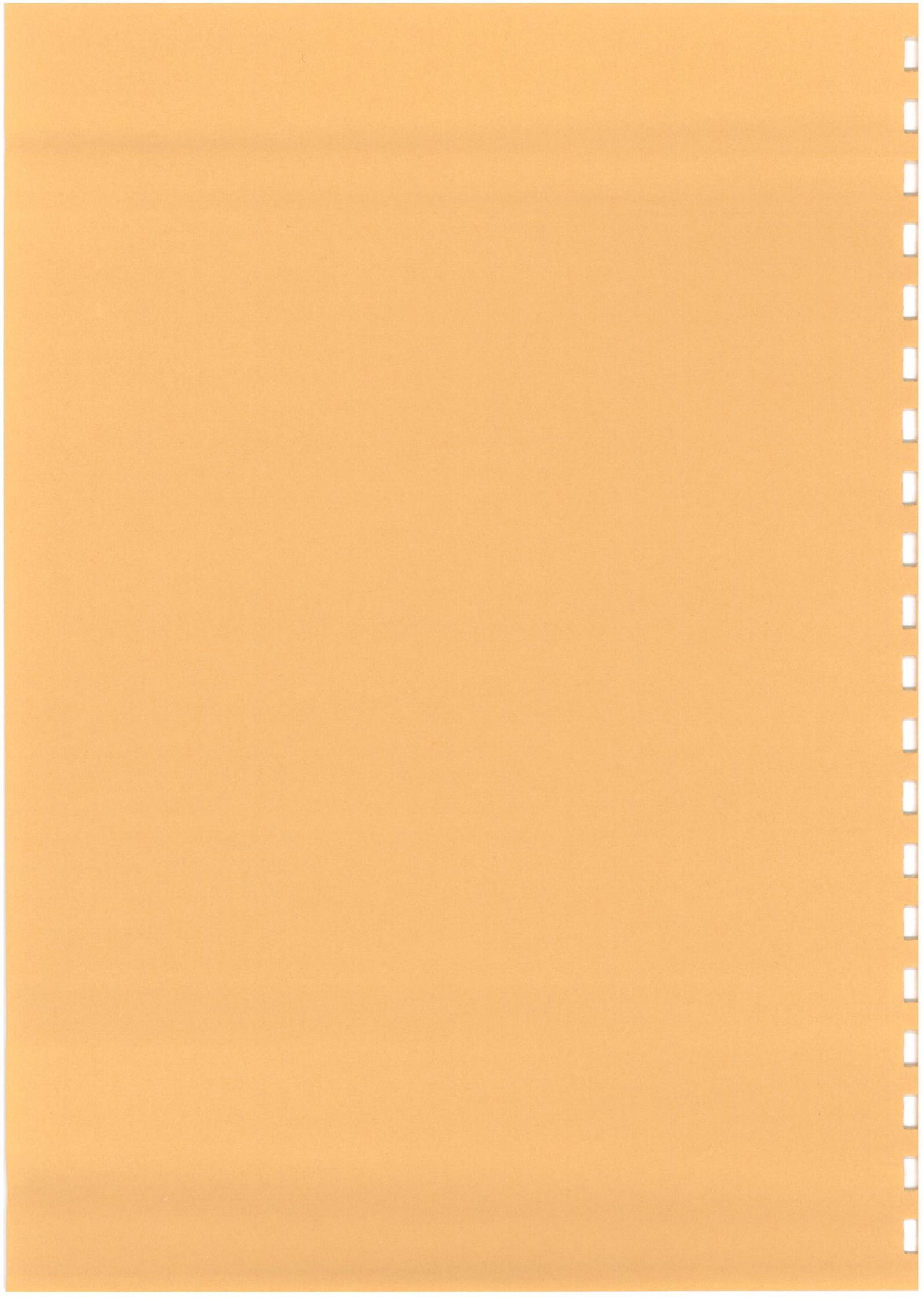
Les contraintes électriques qui portaient précédemment sur le circuit principal de décharge sont reportées sur le circuit de préionisation. Les énergies mises en jeu dans la préionisation étant d'un à plusieurs ordres de grandeur inférieures à l'énergie de la décharge, les difficultés techniques inhérentes à cette commutation s'en trouvent nettement allégées.

Si le photodéclenchement de la décharge est un système prometteur tant par sa fiabilité que par ses performances [40], son optimisation s'avère expérimentalement plus délicate.

Alors que dans le système de décharge préionisée, les influences respectives des paramètres de la préionisation et de la décharge sur le fonctionnement du système pouvaient être séparées, il n'en va plus de même pour une décharge photodéclenchée. En effet, dans ce cas, ces influences sont simultanées dans la phase de photodéclenchement.

C'est pourquoi une approche théorique de l'optimisation du photodéclenchement paraît nécessaire [42]. Pour le cas du photodéclenchement par rayons X qui fait l'objet de notre étude, cette approche théorique est développée au chapitre IV sur la base de données expérimentales relatives au dispositif décrit au chapitre II. Ces données, qui portent sur la caractérisation du rayonnement X, sont obtenues par une méthode exposée au chapitre III.





CHAPITRE II
DISPOSITIF EXPERIMENTAL

	<u>Pages</u>
II.1 - GENERALITES	28
II.2 - DISPOSITIF DE PREIONISATION - CANON A RAYONS X	32
II.2.1 - Généralités	32
II.2.2 - L'enceinte à vide	32
II.2.3 - Les électrodes	35
II.2.4 - Le générateur d'impulsions rapides haute tension	37
II.2.5 - Contrôle du fonctionnement du canon X	40
II.3 - DISPOSITIF D'EXCITATION PAR DECHARGE	44
II.3.1 - La décharge transverse à avalanche	44
II.3.2 - La tête laser	44
II.3.3 - La ligne à eau	46
II.3.4 - Générateur d'impulsions.	55

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

II.1 - GENERALITES

Le montage expérimental se compose de deux parties distinctes (voir figure II.1 et figure II.2) :

- le dispositif de préionisation constitué d'un canon à rayons X avec ses éléments annexes (système de pompage, alimentation haute tension rapide),
- le dispositif d'excitation par décharge, comprenant la tête laser, les lignes à eau et un circuit de décharge impulsif.

Le montage comporte en outre des éléments annexes tels que pompe à vide, rampe à gaz, alimentation haute tension, pompe à eau, horloge...

L'horloge synchronise les circuits électriques associés à ces deux dispositifs (voir figure II.3). A l'instant t_0 , l'horloge commande la tension de charge aux bornes du laser, puis, avec un retard τ réglable, déclenche l'impulsion de préionisation.

Le montage complet s'obtient en emboitant la tête laser sur la face arrière du canon X, qui possède une fenêtre de transmission des rayons X.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'examiner la structure des deux dispositifs cités.

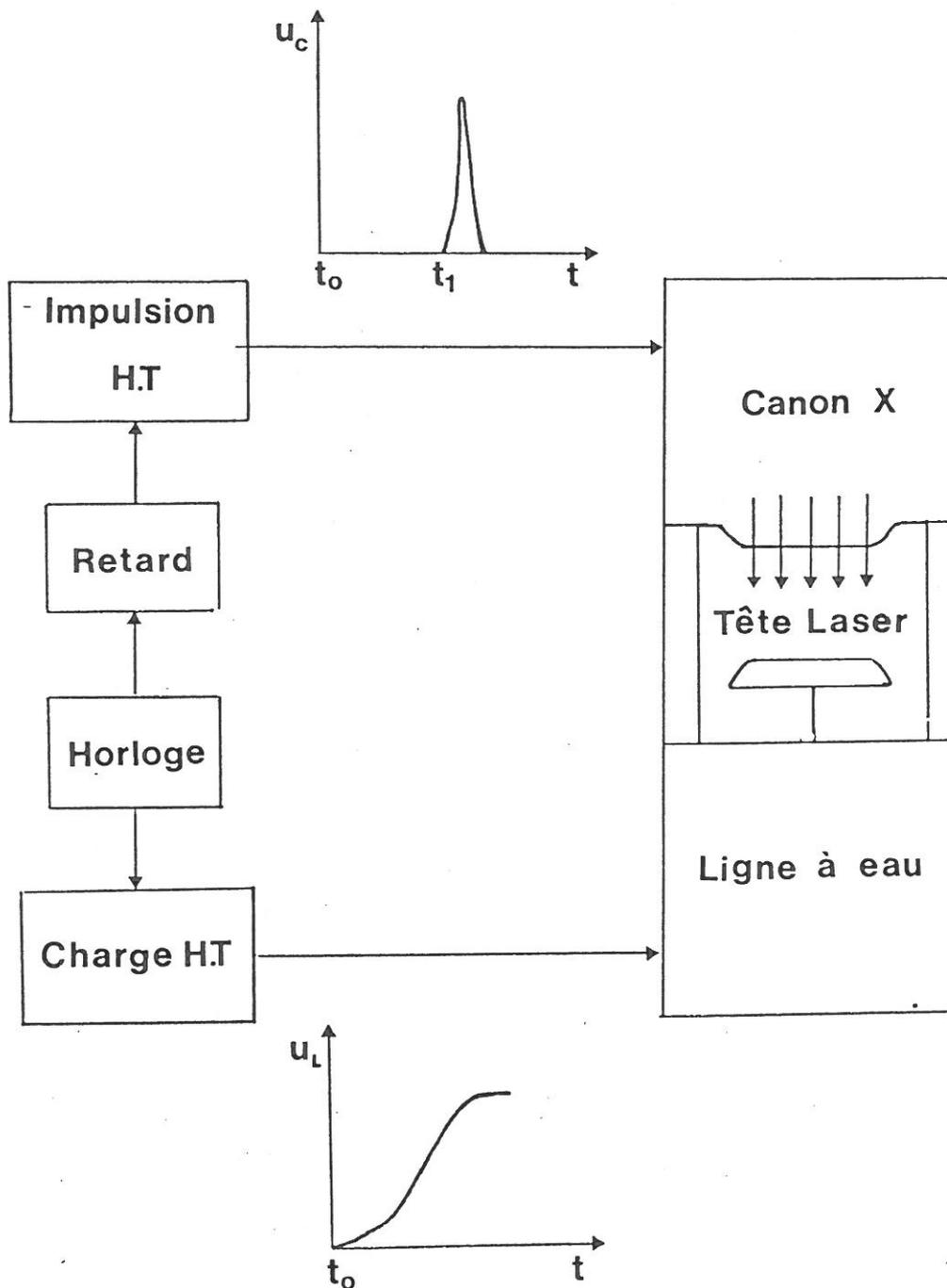


Figure II.3 - Schéma du couplage électrique des deux circuits

II.2 - DISPOSITIF DE PREIONISATION - CANON A RAYONS X

II.2.1 - Généralités

a. Principe de génération des rayons X [28,43-46]

Les rayons X s'obtiennent en bombardant un matériau de numéro atomique élevé à l'aide d'un faisceau d'électrons énergétiques (de quelques keV à quelques MeV).

Le rayonnement X émis comporte généralement des raies spectrales caractéristiques de l'élément cible superposées au spectre X continu du rayonnement de freinage des électrons (cf. chapitre III).

b. Constitution du canon X

Le canon à rayons X se compose :

- d'un générateur d'impulsions rapides haute tension,
- d'une enceinte maintenue sous un vide secondaire, qui renferme une cathode froide à feutre de graphite et une anode en tantale.

Ces quatre éléments définissent en fait un générateur de faisceau d'électrons. La conversion de l'énergie transportée par le faisceau d'électrons en rayonnement X s'effectue lors de l'impact des électrons sur l'anode qui joue le rôle de cible.

Les rayons X sont transmis vers le milieu laser par une fenêtre d'Aluminium fraisée dans la face arrière de l'enceinte du canon X (voir figure II.4).

II.2.2 - L'enceinte à vide (voir figure II.4)

L'enceinte à vide du canon X se présente sous la forme d'un parallélépipède (55 cm x 10 cm x 7 cm) creux en alliage d'aluminium (l'épaisseur des parois est de 1 cm).

La face avant verticale comporte un orifice de pompage et une prise coaxiale haute tension, étanche au vide, dont la partie centrale est connectée à la cathode.

La cathode (1 cm x 50 cm) est maintenue par deux plots en plexiglass (PMMA) dont la longueur détermine la distance interélectrodes.

Chaque face latérale possède un hublot qui permet d'observer la zone de décharge.

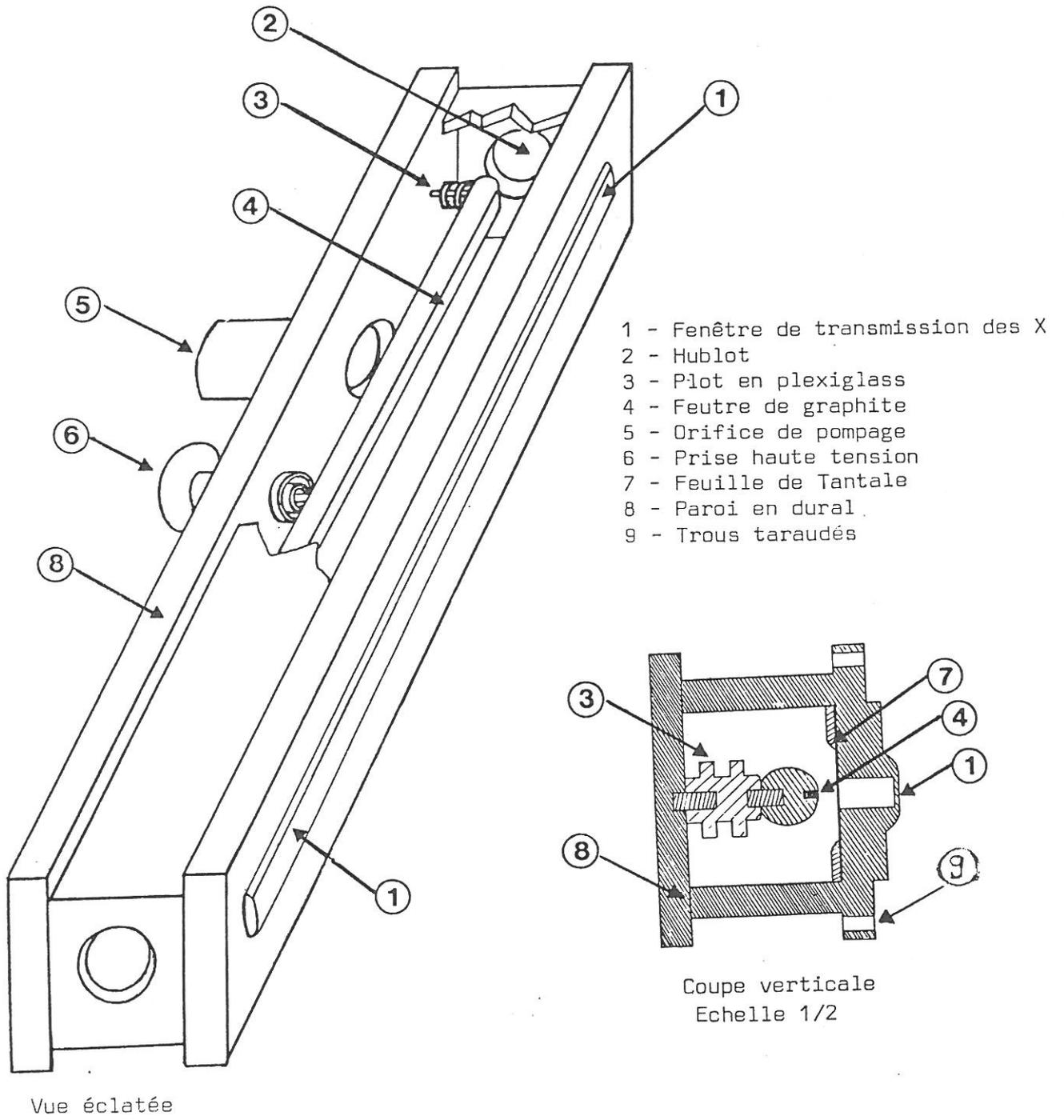


Figure II.4 - Schéma du canon X

La paroi verticale arrière (voir figure II.5 ci-dessous), a une structure un peu particulière. En effet, cette même paroi doit assurer : la fixation de la tête laser, la transmission des rayons X et la séparation du milieu laser haute pression du vide secondaire du canon X. De plus, elle fait également office de cathode de la décharge laser.

Du côté laser (côté externe par rapport au canon X), cette paroi présente en relief la forme d'une électrode de Chang modifiée (1 cm x 50 cm) et son périmètre comporte des trous taraudés qui permettront la fixation de la tête laser.

Du côté interne (par rapport au canon), la paroi est évidée sur toute la longueur de l'électrode de manière à laisser une fenêtre de transmission des rayons X de 1 mm d'épaisseur. (Cette épaisseur a été optimisée afin de conférer à la fenêtre une bonne transparence aux rayons X tout en lui conservant une résistance mécanique suffisante).

La cavité ainsi formée (L = 50 cm, h = 1 cm, λ = 1,8 cm) contiendra par la suite un jeu de lamelles en inox entrecroisées qui servira de collimateur des rayons X (cf. chapitre III). De part et d'autre de cette cavité, deux barrettes horizontales assurent le maintien de la feuille de Tantale.

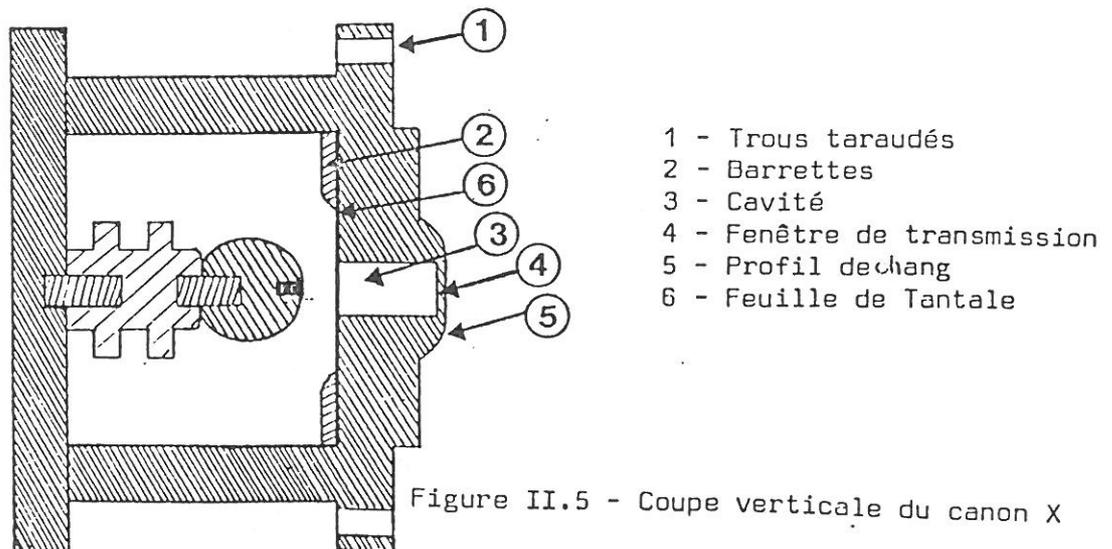


Figure II.5 - Coupe verticale du canon X

Les faces supérieure et inférieure : de l'enceinte à vide assurent l'étanchéité de l'ensemble.

Le système de pompage de l'enceinte se réduit à une pompe primaire montée en série avec une pompe secondaire à huile. La qualité du vide obtenu est généralement de l'ordre de $5 \cdot 10^{-5}$ Torr.

II.2.3 - Les électrodes

a) La cathode froide

Suivant la nature de la cathode et la valeur des champs électriques qui lui sont appliqués, différents phénomènes d'émission électronique peuvent intervenir.

L'émission par effet de champ est prédominante pour des champs électriques élevés de l'ordre de 10^7 V/cm [47].

Pour des champs électriques plus modérés ce qui est notre cas un autre phénomène peut contribuer de façon notable à l'émission électronique.

En effet, si on applique des tensions de l'ordre de 50 kV sur une cathode, des micropointes apparaissent à la surface de celle-ci. Le champ électrique subit alors d'importantes distorsions au niveau de ces micropointes qui s'échauffent et éclatent [47] [53].

Le plasma ainsi constitué émet des électrons qui se déplacent vers l'anode en formant le faisceau d'électrons.

Ce phénomène d'émission permet d'utiliser, pour des tensions modérées de l'ordre de 50 kV, différentes sortes de cathodes : feutre de graphite, cathodes type lame de rasoir en Tantale ou en Tungstène.

Le feutre de graphite qui comporte des micropointes dans toute sa masse, résiste mieux à l'usure que les autres cathodes et produit une bonne émission électronique pour des tensions un peu inférieures à 50 kV.

Son utilisation dans notre cas a effectivement donné des résultats fiables et répétitifs.

b) Homogénéité du faisceau d'électrons

L'uniformité spatiale du rayonnement X émis (cf. chapitre I) est en partie déterminée par l'homogénéité du faisceau d'électrons qui est elle-même contrôlée par les trois paramètres suivants :

- la pression résiduelle de l'enceinte à vide, qui ne doit pas excéder 10^{-4} Torr [33] ;
- la tension appliquée sur la cathode, qui doit assurer une bonne émission électronique ;
- la distance interélectrodes qui doit être suffisante pour éviter la formation d'arcs, tout en maintenant des valeurs de champ électrique élevées [47].

Ainsi, afin d'obtenir un rayonnement X uniforme, un vide secondaire de 10^{-5} Torr sera maintenu dans l'enceinte du canon, tandis que des tensions crêtes de l'ordre de 45-55 kV seront appliquées sur la cathode. La distance interélectrodes sera réglée au mieux en choisissant une longueur appropriée des plots de maintien de la cathode (voir figure II.4).

c) L'anode en Tantale

Pour un faisceau d'électrons donné, la quantité d'énergie convertie en rayonnement X est définie par l'épaisseur et la nature de la cible [43-48].

Détermination de l'épaisseur optimum de la feuille cible

L'énergie transportée par le faisceau d'électrons ne peut être convertie en rayonnement X que si l'épaisseur de la cible est suffisante pour freiner et stopper les électrons incidents. D'autre part, les rayons X étant utilisés en transmission à travers la cible, celle-ci doit être également mince pour ne pas réabsorber le rayonnement émis.

On obtient un bon compromis en choisissant pour cible une feuille dont l'épaisseur est de l'ordre de la distance d'arrêt des électrons du faisceau [33].

La figure II.10 nous prouve effectivement que la feuille de tantale de $7,6 \mu\text{m}$ utilisée (la distance d'arrêt d'émission de 50 keV est de $5,6 \mu\text{m}$ dans le Tantale) atténue peu les composantes spectrales (confère chapitre III) du rayonnement émis.

Choix de la nature de la cible

Dans nos conditions expérimentales, le rendement de conversion en rayonnement X du canon est proportionnel à l'énergie cinétique des électrons du faisceau et au numéro atomique de la cible, qui doit donc être élevé :

$$\eta_x \approx \frac{E_c \cdot 10^{-6} \cdot Z}{700} \quad E_c : \text{énergie cinétique des électrons en eV}$$

Les longueurs d'arrêt des électrons étant d'autant plus petites [49] que le corps est dense, le matériau choisi devra être utilisable en feuille mince.

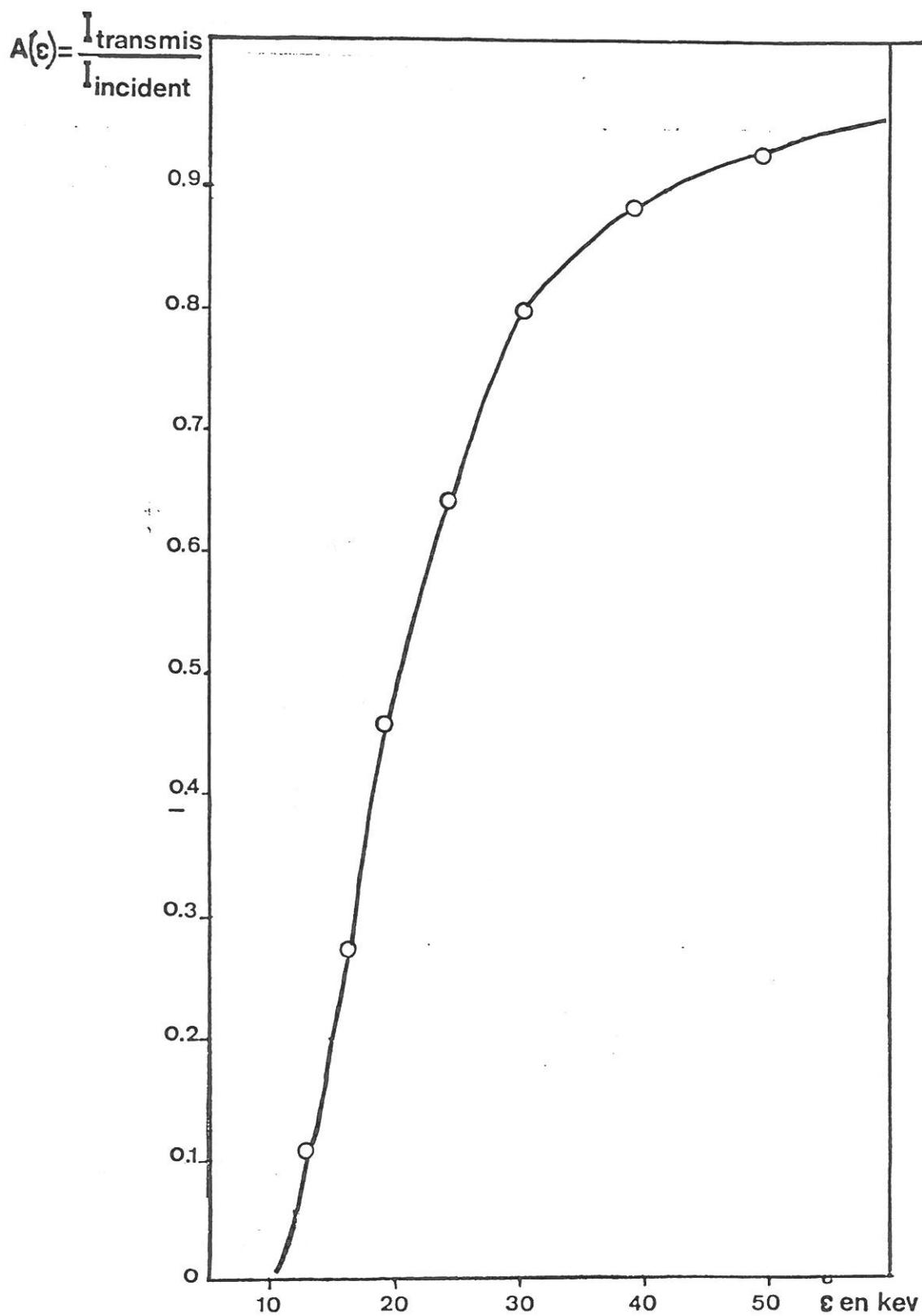


Figure II.10 - Transmission d'une feuille de tantale de 7,6 μm .

De plus, le rendement étant faible (1 %), une grande partie de l'énergie transportée par le faisceau d'électrons se dissipe en chaleur dans la cible qui doit avoir une bonne tenue thermique. (Un circuit de refroidissement peut être nécessaire pour des canons travaillant en cadence).

Nous avons opté pour une cible en Tantale, le Tantale étant un des rares matériaux à posséder : un numéro atomique élevé, une bonne malléabilité, une grande tenue mécanique et thermique.

II.2.4 - Le générateur d'impulsions rapides haute tension

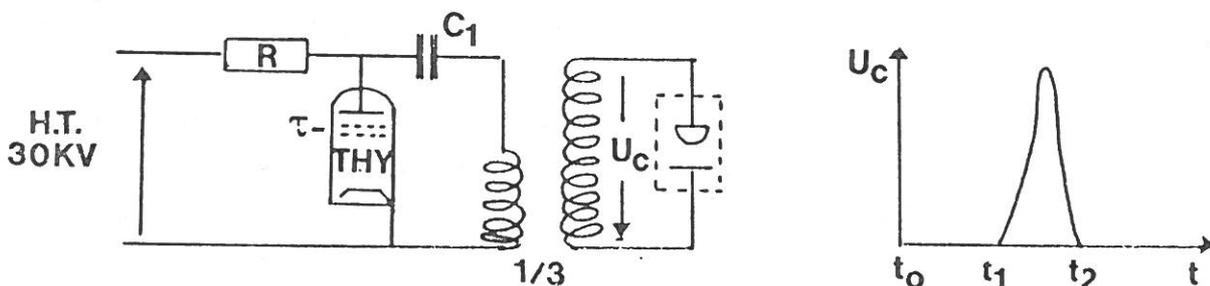
a) Généralités

Le mode de fonctionnement même du canon X (II.3.a) nous impose de travailler à des tensions crêtes d'environ 50 kV.

Nous savons que le temps de montée de la préionisation X doit être très faible (cf. chapitre I), par conséquent, il doit en être de même du temps de montée de la puissance électrique injectée dans le canon X ($\tau \leq 20$ ns).

Les éléments du circuit et leur connection sont choisis de façon à minimiser l'inductance du circuit tout en restant compatibles avec les tensions utilisées.

b) Schéma de principe du générateur d'impulsions



Le thyatron commute à l'instant t_1 (avec un temps de montée τ_T) et la capacité C_1 se décharge dans le circuit primaire d'un transformateur de rapport 3.

c) Description des éléments du montage

L'alimentation haute tension continue utilisée peut délivrer des courants de 100 mA pour des tensions de 30 kV.

La résistance R limite le courant fourni par l'alimentation ($R = 1 \text{ M}\Omega$). Le thyatron à céramique (1573 EEV) peut supporter des tensions de l'ordre de 30 kV et commuter avec des temps de l'ordre de 25 ns.

Les alimentations annexes du thyatron (chauffage du réservoir, chauffage de la cathode, polarisation des grilles, impulsion grille 2), sont fournies par un tiroir spécialement conçu.

La puissance de chauffage du réservoir est un paramètre assez critique ; en effet, une variation de quelques watts peut influencer d'un facteur deux ou plus le temps de montée du thyatron.

Le condensateur C1 est en fait constitué de un à trois condensateurs (Sprague 720 c, 1.8 nF, 40 kV), montés en parallèle, suivant l'énergie que l'on désire stocker.

On utilise, pour ce montage, un transformateur à câble de rapport trois dont la particularité est de posséder une inductance de fuite très faible. Ce type de transformateur a en outre un bon rendement électrique pour des tensions élevées mais ne peut avoir un rapport supérieur à cinq ou six.

d) Nature des connexions

Les condensateurs (C_1) sont vissés sur un disque en laiton posé sur l'anode du thyatron.

L'ensemble thyatron plus condensateurs est blindé par un cylindre en laiton connecté à la masse. Du fait de ses circuits de chauffage, le thyatron maintient une température élevée (50°C à 70°C) dans ce cylindre qu'il est nécessaire de refroidir par air comprimé pour éviter la surchauffe des condensateurs.

Dans le but de minimiser l'inductance du circuit, les liaisons avec le primaire du transformateur sont très compactes et s'effectuent à l'aide de deux plaques métalliques dont l'une est vissée à la sortie des condensateurs C_1 tandis que l'autre est soudée au cylindre en laiton (contact avec la masse).

Le transformateur à câble est maintenu dans un bac étanche (en polychlorure de Vinyl) rempli d'huile à transformateur afin de renforcer son isolation électrique.

Une prise haute tension spécialement conçue assure la connexion entre la sortie du transformateur et le canon X (voir photo II.6).

Prise haute tension

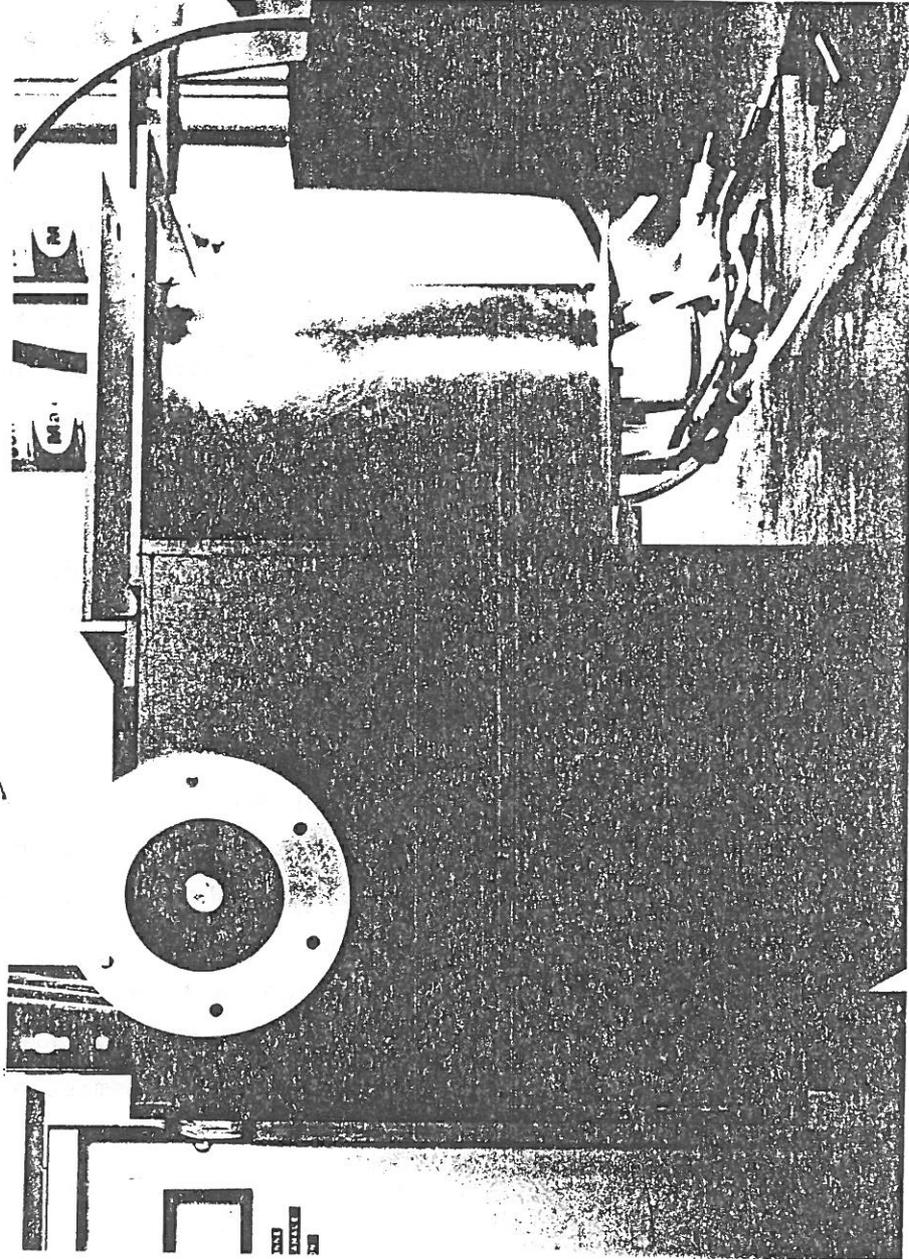


Figure II.6 - Prise haute tension

II.2.5 - Contrôle du fonctionnement du canon X

a) Généralités

L'interprétation des mesures que l'on peut effectuer directement sur le rayonnement X est difficile tant que la distribution spectrale n'en est pas connue. Par ailleurs, le rayonnement de préionisation devient presque inaccessible dans les conditions normales de fonctionnement laser, c'est-à-dire une fois la tête laser montée sur la face arrière du canon X.

Nous avons donc eu recours à une méthode de correspondance (cf. III.4) qui nous permettra d'établir les caractéristiques du rayonnement X (puissance, distribution spatiale et spectrale), à chaque instant d'après les courbes de tension et de courant mesurées aux bornes du canon X. Cette méthode, ainsi que l'analyse des rayons X, feront l'objet du prochain chapitre.

Nous allons maintenant décrire le dispositif utilisé pour l'acquisition des caractéristiques tension-courant à l'entrée du canon X.

b) Principe du détecteur tension-courant

Les tensions crêtes aux bornes du canon sont de l'ordre de 55 kV. L'énergie stockée dans les condensateurs C_1 (quelques Joules) est injectée dans le canon X en quelques dizaines de nano-secondes ; les courants crêtes pourront donc atteindre le kiloampère.

Un détecteur constitué d'un diviseur de tension de type capacitif et d'un shunt de faible valeur nous permettra de mesurer ces signaux rapides et intenses sans perturber (du moins notablement) leur transmission.

Ce détecteur se présente sous la forme d'un cylindre en laiton ($\phi = 10$ cm, $\lambda = 7$ cm) comportant aux deux extrémités des prises hautes tensions qui permettent de l'intercaler entre la sortie du transformateur et l'entrée du canon X.

Les tensions récupérées aux bornes du diviseur capacitif, et du shunt, sont mesurées à l'aide d'un oscilloscope rapide ou à mémoire du type Techtronix 7834 par exemple.

Détecteur tension-courant

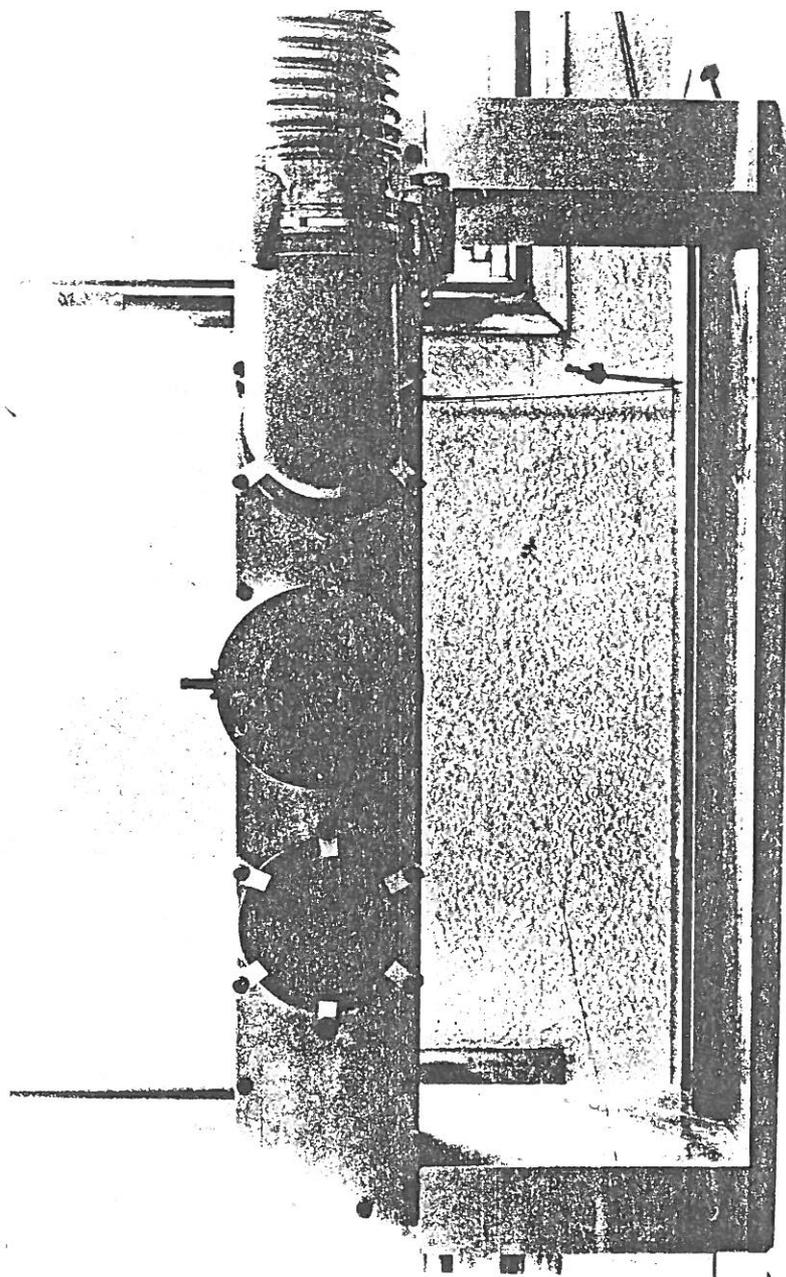
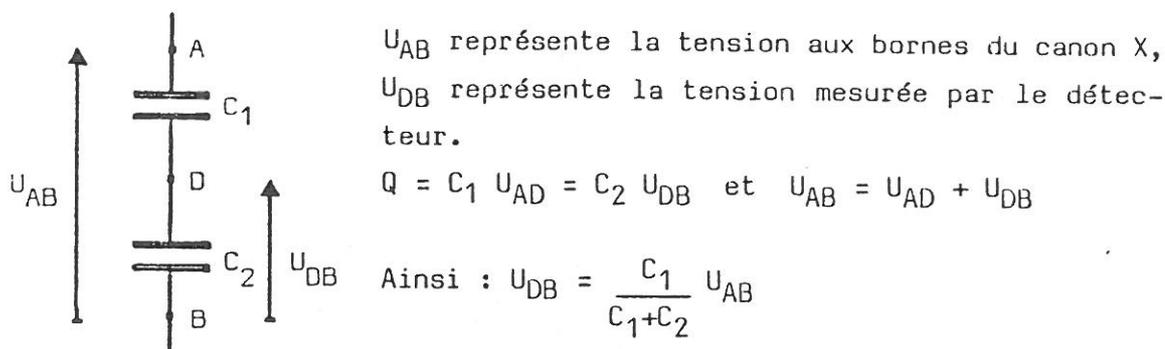


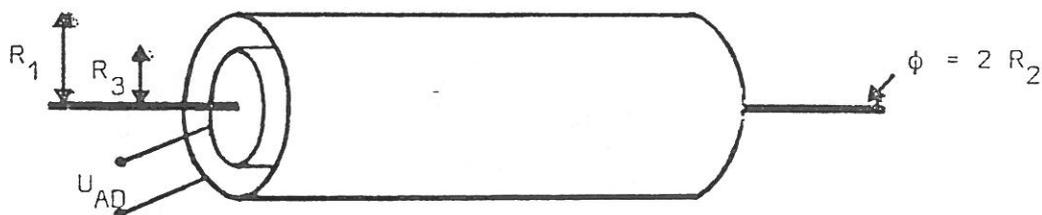
Figure II.7 - Détecteur tension-courant

c) Le diviseur capacitif

Le schéma de principe correspond à celui de deux condensateurs de capacités C_1 et C_2 montés en série.



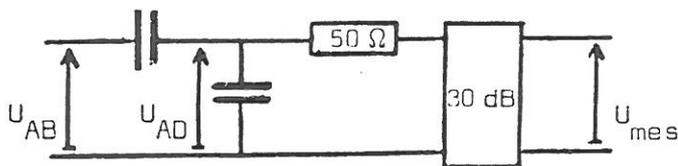
Le détecteur de tension est équivalent à un raccord coaxial, dont le cylindre externe (de rayon R_1) et le conducteur central (de rayon R_2) constituent les armatures A et B des condensateurs C_1 et C_2 . L'armature D (les deux armatures D sont confondues) est réalisée par un cylindre de rayon R_3 que l'on a inséré entre les deux armatures précédentes (voir figure ci-dessous).



Ainsi : $C_1 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r h}{\text{Log}(R_1/R_2)}$ $C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r h}{\text{Log}(R_2/R_3)}$

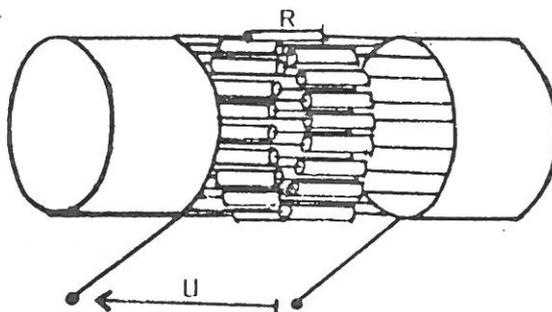
Le signal recueilli (U_{AD}) traverse une résistance de 50Ω , la tension ainsi obtenue est atténuée de 30 dB puis mesurée sur un tiroir d'oscilloscope de 50Ω .

Chaque volt de la tension finalement mesurée équivaut à 18 kV de la tension U_{AB} à $\pm 1 \text{ kV}$ près.



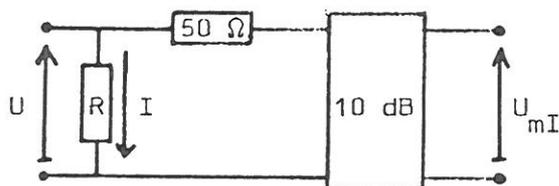
d) Le shunt

Le shunt est composé de 23 résistances de 1 ohm, disposées suivant une couronne que l'on intercale sur le circuit de masse.



$$R = 0,043 \Omega$$

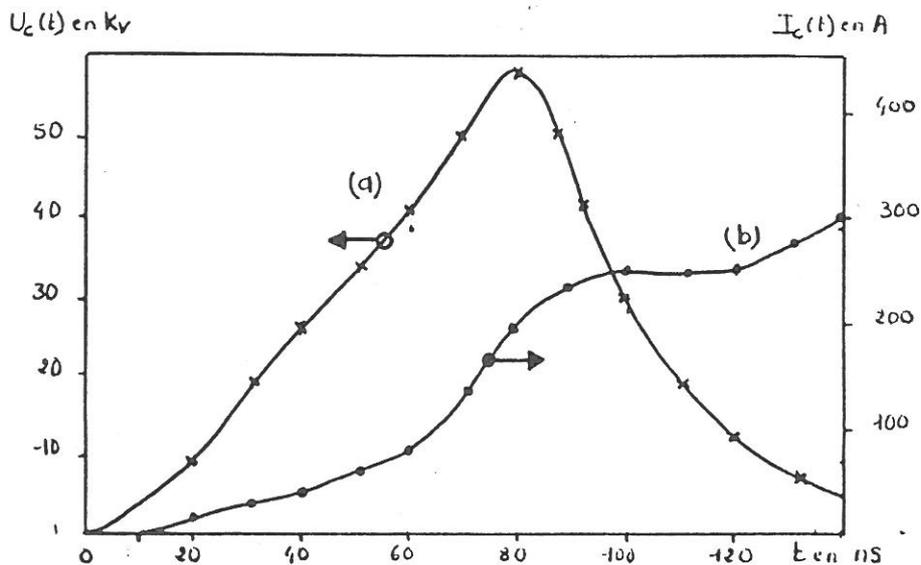
La tension u est évaluée au moyen de la tension intermédiaire u_{mI} .



$$u = RI$$

$$20 \log \left(\frac{2u}{u_{mI}} \right) = 10$$

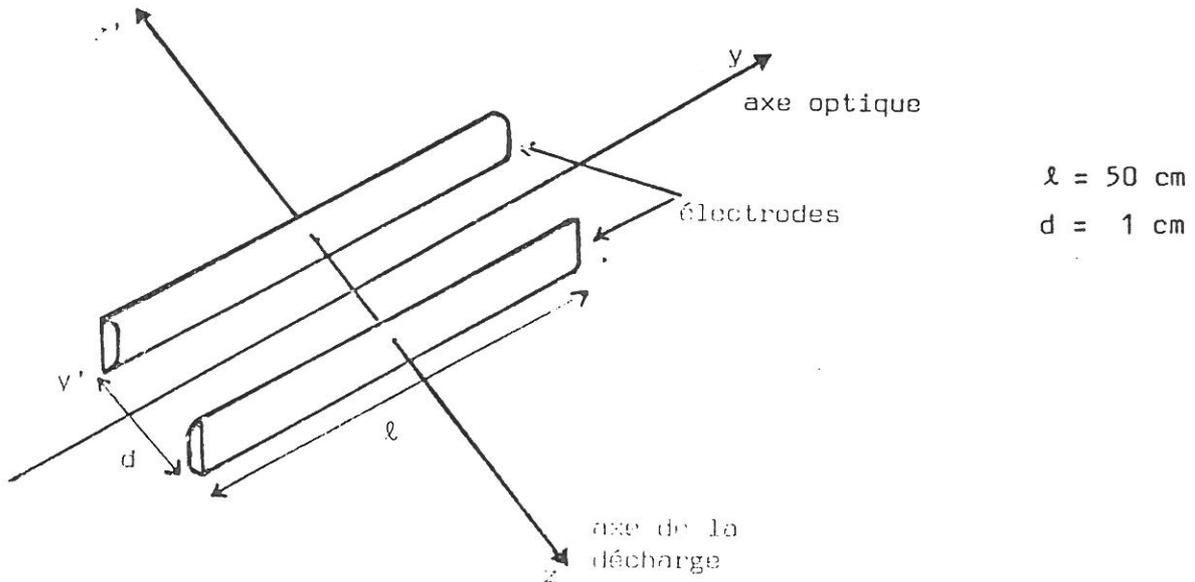
Ainsi, à chaque volt de la tension u_{mI} mesurée correspond 145 A du courant I .

e) Aspect des caractéristiques tension-courant aux bornes du canon X

II.3 - LE DISPOSITIF

II.3.1 - La décharge transverse à avalanche

Dans ce type de décharge [36], la longueur des électrodes (qui définit la longueur du milieu amplificateur) est très supérieure à la distance interélectrodes. L'axe optique (oy) est alors orthogonal à l'axe de la décharge (oz).



Le circuit d'alimentation de la décharge comporte généralement : une ligne de formation d'impulsion avec un générateur de tension, un commutateur de puissance rapide et une ligne de transmission qui établit la jonction entre le commutateur et le laser.

Dans notre cas, le milieu laser étant son propre commutateur, le circuit se réduit à une ligne de mise en forme de l'impulsion (ligne à eau) et à un générateur d'impulsions de tension.

II.3.2 - La tête laser (voir figure II.8)

La tête laser se présente sous la forme d'un parallélépipède, ouvert sur la face avant, possédant une face en téflon (face arrière) et quatre faces en dural.

Une fois montée sur le canon X, la cavité laser est capable de supporter des pressions de plusieurs bars.

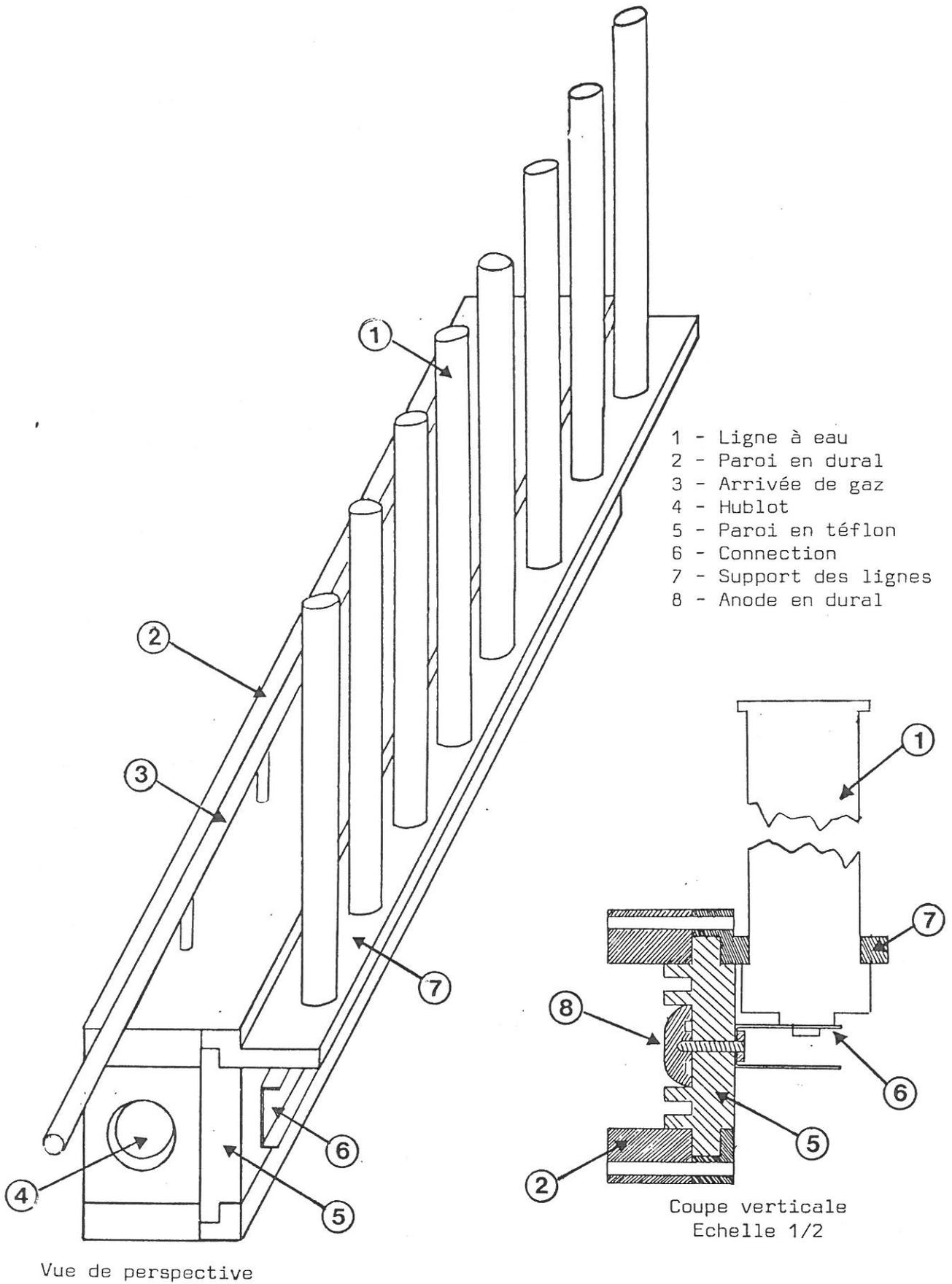


Figure II.8 - Schéma de la tête laser

L'axe optique traverse les deux faces latérales qui sont équipées de fenêtres transparentes à la longueur d'onde de l'émission laser.

La cavité optique est constituée par deux miroirs, externes à la tête laser, maintenus sur l'axe optique par des supports à butée micrométrique. Les miroirs utilisés (de diamètre $\phi = 21$ mm) ont des coefficients de réflexion respectivement égaux à 100 % et 15 %. Le premier miroir a un rayon de courbure de 3 m, le second miroir est plan.

Les parois inférieure et supérieure sont connectées à une rampe à gaz par l'intermédiaire de dix orifices qui permettent l'alimentation en gaz et le pompage de la tête laser.

L'anode de la décharge est faite du même alliage et possède le même profil que la cathode (fenêtre de transmission des rayons X), en outre sa face non profilée comporte un joint d'étanchéité et des trous taraudés de fixation (voir figure II.8).

La face arrière, en téflon, maintient l'anode et l'isole de la masse. (La cathode, et les quatre faces en dural de la cavité sont reliées à la masse commune des circuits électriques).

La fixation de l'anode et sa connexion aux lignes à eau s'effectuent au moyen de tiges filetées au travers de la pièce en téflon (voir figure II.8).

II.3.3 - Les lignes à eau

a) Généralités

La théorie des lignes de formation d'impulsions (LFI) ne sera pas développée ici. Nous nous contenterons de rappeler brièvement la fonction de ces lignes, leurs caractéristiques et les conditions qu'elles doivent vérifier pour alimenter efficacement la décharge.

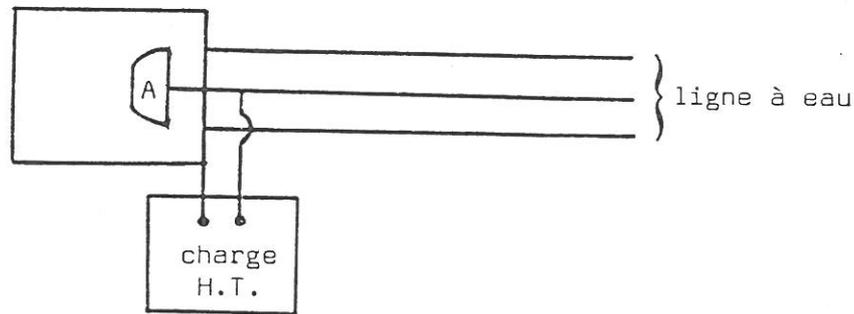
b) Rappels : Conditions de fonctionnement du laser

Les lasers (KrF ou XeCl) excités par décharge transverse fonctionnent pour des pressions de quelques bars (de 1 à 5) avec des champs réduits (E/N) variant de 1 à $4 \cdot 10^{-16}$ V.cm² ; l'énergie injectée dans la décharge étant de l'ordre de 100 à 300 J/λ [33] [34] [35].

Ainsi l'énergie que doit fournir la décharge est définie par le volume actif et pour une pression et une distance interélectrodes donnée, la valeur de E/N choisie détermine la tension laser nécessaire (U_L).

c) Stockage de l'énergie de la décharge dans la ligne (LFI)

L'énergie de décharge est stockée, par effet capacitif dans la ligne de formation d'impulsion, sous la tension de charge U_L .



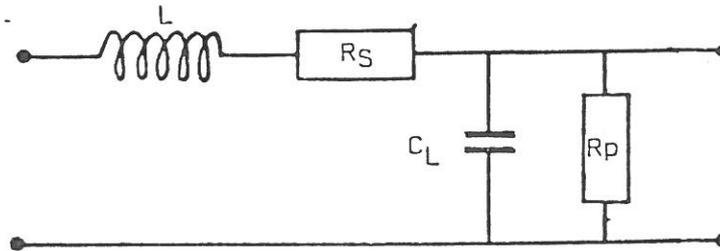
Le laser étudié a un volume actif de 50 cm³ et fonctionne à 3 bars avec une distance inter-électrodes de 1 cm pour une valeur de champ réduit typique de $1,54 \times 10^{-16}$ V.cm². L'énergie nécessaire à la décharge est d'environ 13 Joules, la tension de charge est de 10 kV crête, la capacité de la ligne sera donc de 0,26 μF.

d) Caractéristiques des lignes de formation d'impulsions [50] [51]

Les lignes de formation d'impulsions ont la même structure qu'un condensateur. Elles possèdent des armatures métalliques séparées par un diélectrique. En outre, leur longueur non négligeable permet d'entretenir la décharge pendant un temps égal à celui que met l'onde de court-circuit pour effectuer un aller-retour dans la ligne (temps de transit τ).

Les lignes de mise en forme d'impulsions sont caractérisées par : leur inductance (L), leur capacité (C), leur temps de transit (τ), leurs résistances série (R_S) et parallèle (R_P) de perte. On note $Z = \sqrt{L/C}$, l'impédance caractéristique de la ligne.

Le schéma équivalent de la ligne est le suivant :



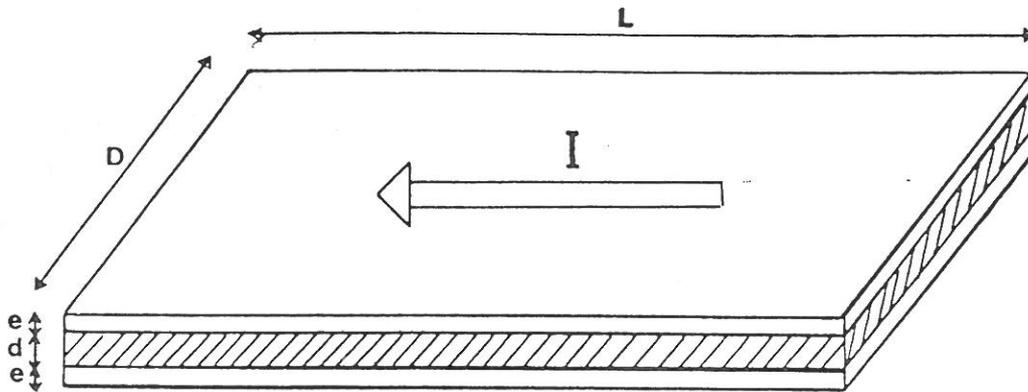
Ainsi, pour une ligne de longueur λ , comportant un diélectrique d'épaisseur d et de permittivité ϵ , dont les armatures d'épaisseur e de conductivité σ sont écartées de d (voir figure II.11), les caractéristiques L , Z , τ , R , $C...$ ont les expressions suivantes :

Tableau II.1 - Expressions des caractéristiques des lignes à eau

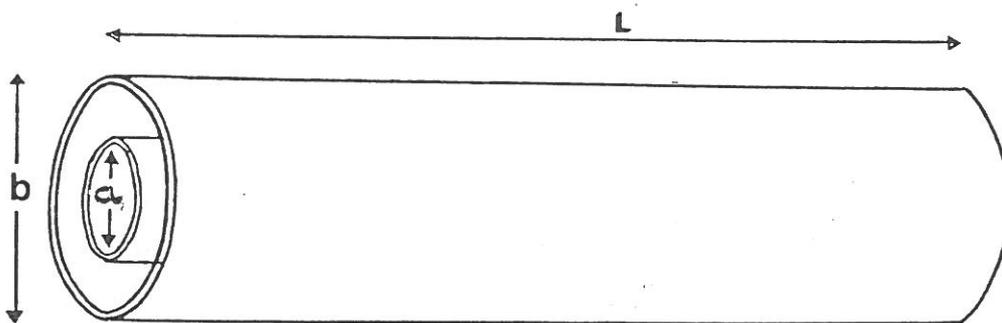
	Ligne plate de largeur D	Ligne cylindrique ayant des armatures de diamètre a et b
Capacité C_L	$C_L = (\epsilon_0 \epsilon_r \cdot D \cdot \lambda) / d$	$C_L = (\mu_0 \mu_r \cdot 2\pi \cdot \lambda) / (\text{Log}(b/a))$
Inductance L	$L = (\mu_0 \mu_r \cdot d \cdot \lambda) / D$	$L = (\mu_0 \mu_r \cdot \text{Log}(b/a) \cdot \lambda) / (2\pi)$
Impédance $Z = \sqrt{L/C}$	$Z = (\sqrt{\mu_0 \mu_r} \cdot d) / (\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r} \cdot D)$	$Z = (\sqrt{\mu_0 \mu_r} \cdot \text{Log}(b/a)) / (2\pi \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r})$
Résistance série R_S	$R_S = \lambda / (\sigma \cdot e \cdot D)$	$R_S = \lambda / (\sigma \cdot 2\pi \cdot b \cdot e)$
Temps de transit τ	$\tau = 2\lambda \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r} / C$	$\tau = 2\lambda \sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r} / C$

e) Conditions d'efficacité de la ligne

La ligne doit évidemment posséder une bonne transmission en énergie ce qui sous entend que les pertes électriques doivent y être faibles et qu'il doit y avoir adaptation d'impédance entre la décharge et la ligne. (L'impédance d'une décharge transverse est de l'ordre de 10^{-1} ohm).



Dimensions caractéristiques d'une ligne plate



Dimensions caractéristiques d'une ligne cylindrique

Figure II.11 - Dimensions caractéristiques d'une ligne

Ces deux conditions s'avèrent primordiales pour le choix des matériaux, la structure géométrique sera ensuite définie par des considérations d'encombrement et de fiabilité compte tenu des matériaux utilisés.

L'impédance (Z) de la ligne est proportionnelle à $1/\sqrt{\epsilon_r}$. Les pertes électriques qui résultent de la propagation du courant dans la résistance série R_S des armatures sont proportionnelles à RI^2 donc à λ . Mais la valeur de la capacité étant fixée $\lambda \cdot \epsilon = C^{te}$ et finalement les pertes électriques sont proportionnelles à $1/\epsilon_r$.

D'autre part, la commutation du laser étant très rapide, le spectre de la fréquence du régime transitoire (f) atteint le GHz et la propagation du courant dans les armatures est réduite par l'épaisseur de peau δ du conducteur. La résistance série R_S s'écrit finalement $R_S = \lambda/(\sigma \cdot \delta \cdot D)$ avec $\delta = (\pi f \cdot \mu \sigma)^{-\frac{1}{2}}$ et elle est proportionnelle à $(f \cdot \mu / \sigma) / \epsilon_r$.

L'impédance de la ligne est donc faible, et les pertes électriques négligeables si on utilise :

- un diélectrique ayant une permittivité élevée,
- un métal bon conducteur (σ grand) et non magnétique ($\mu = \mu_0$) pour les armatures.

b) Matériaux utilisés et structure de la ligne

Remarque : La longueur λ est en fait un des rares paramètres géométriques adaptables à la valeur de la capacité que doit posséder la ligne. En effet, la longueur de la ligne (ou son diamètre) est déterminée par les dimensions du laser, tandis que l'écartement minimum des armatures est limité par la rigidité électrique du diélectrique choisi (la tension de charge étant de 10 kV).

Choix du diélectrique

Nous avons reporté, dans le tableau suivant, les valeurs de la permittivité relative et de la rigidité électrique des principaux diélectriques utilisables.

Diélectrique	Permittivité relative (ϵ_r)	Rigidité électrique E_r en kV/mm
Mylar	≈ 3	100
Téflon		
Céramiques (Ferroélectriques)	3000	5
Air	1	1
Huile	3	10
Eau distillée	80	100

La céramique, du fait de sa forte permittivité, semblait un bon candidat, mais nous avons choisi comme diélectrique : de l'eau distillée en circulation dans une boucle contenant un désionisant. En effet, l'utilisation d'un diélectrique liquide apporte une certaine souplesse au montage en permettant des formes de ligne variées et s'avère à l'usage très fiable. En outre, les claquages électriques étant sans conséquence dans de l'eau en circulation, on peut travailler au voisinage des tensions de claquage sans inconvénient et réduire ainsi l'encombrement de la ligne.

Remarque : Du fait de la conduction ionique de l'eau, la tension de charge aux bornes des armatures ne pourra être maintenue plus de quelques microsecondes. Les lignes à eau seront donc chargées en régime impulsionnel.

Choix du conducteur

Le cuivre, qui est un métal non magnétique, a été choisi pour son excellente conductibilité électrique. Malheureusement, l'utilisation de ce métal présente quelques inconvénients ; d'une part, il est assez mou et confère une certaine fragilité au montage, et d'autre part, il s'oxyde au contact de l'eau désionisée.

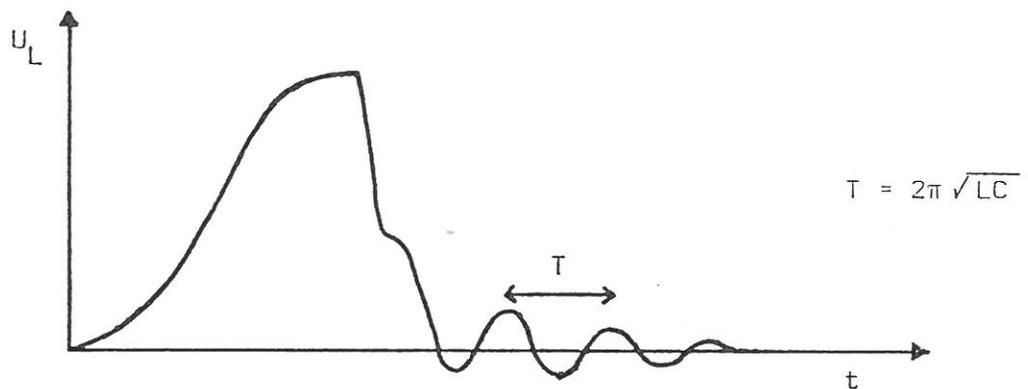
D'autres métaux tels que l'acier inoxydable, le laiton, le nickel, sont actuellement à l'essai.

Structure des lignes

La ligne utilisée est constituée de huit lignes à eau cylindriques ($a = 3.6$ cm, $b = 3.8$ cm, $\lambda = 38$ cm) montées en parallèle sur la tête laser, elle a une impédance caractéristique de $4,5 \cdot 10^{-2} \Omega$, une inductance de 0.53 nH, et une capacité de $0.26 \mu\text{F}$ (voir photo II.9 et figure II.1f).

f) Comportement de la ligne à eau

Après la phase transitoire de décharge, la tension aux bornes du laser s'amortit avec des oscillations caractéristiques de la constante LC vue par le laser.



L'inductance ainsi mesurée est élevée (4 nH) et révèle la mauvaise qualité des connections ligne-laser qui constitue ainsi la quasi totalité de l'inductance. La fonction des lignes à eau dans ce cas se réduit alors à celle d'un condensateur et le circuit de décharge ne se comporte plus que comme un simple circuit LC. Des lignes à eau mieux adaptées sont actuellement à l'essai.

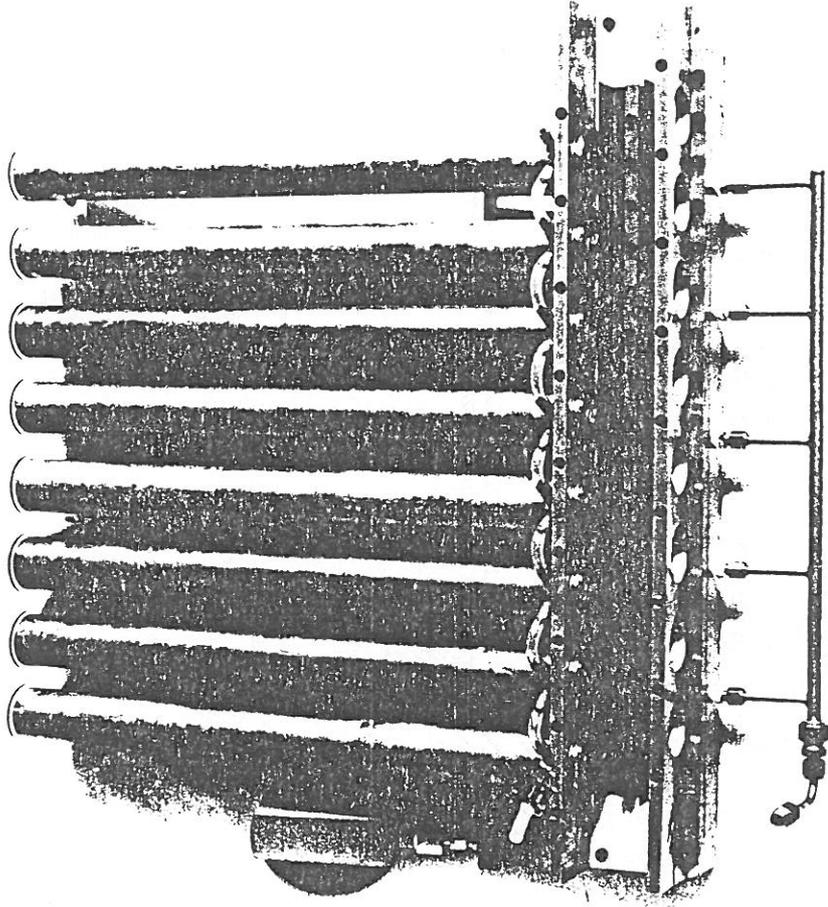
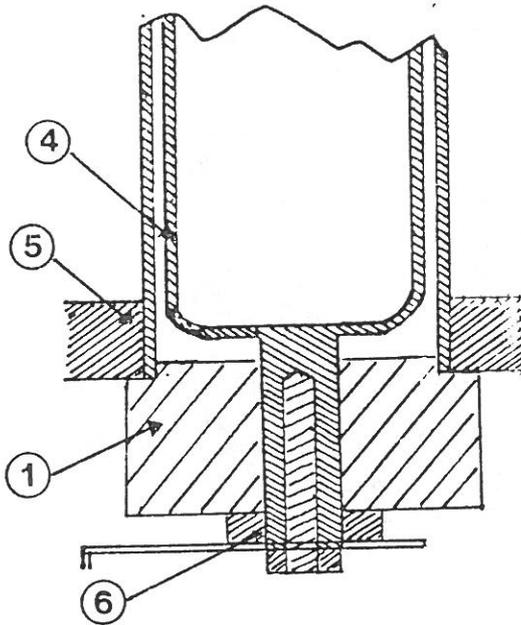
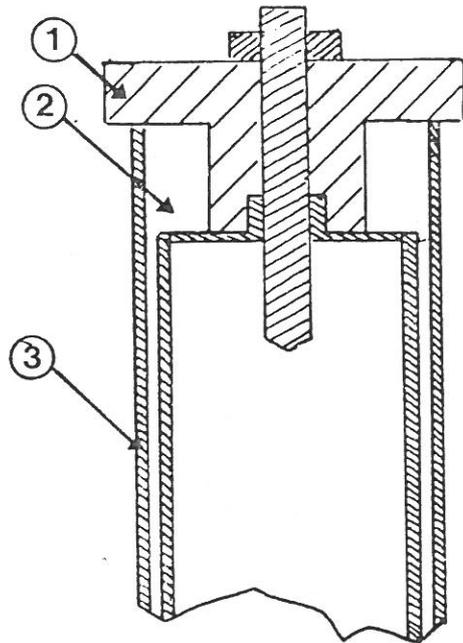


Figure II.9 - Vue d'ensemble des lignes à eau



- 1 - Pièce isolante
- 2 - Eau distillée
- 3 - Armature externe en cuivre de 3,8 cm de diamètre
- 4 - Armature interne en cuivre de 3,6 cm de diamètre
- 5 - Support des lignes connecté à la masse
- 6 - Pièce en laiton assurant la connection ligne-électrode

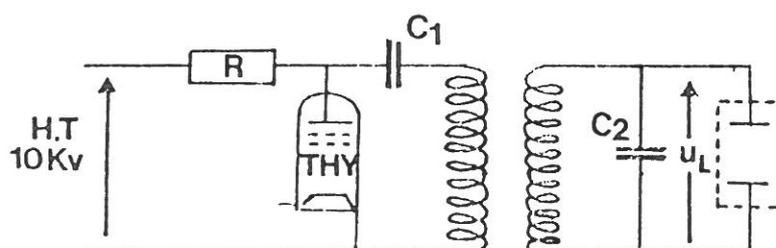
Coupe longitudinale
Echelle 1/2

Figure II.12 - Coupe longitudinale des lignes à eau

II.3.4 - Générateur de charge impulsionnel

L'impulsion de tension générée doit avoir une valeur crête de 10 kV et un temps de montée de l'ordre de la microseconde.

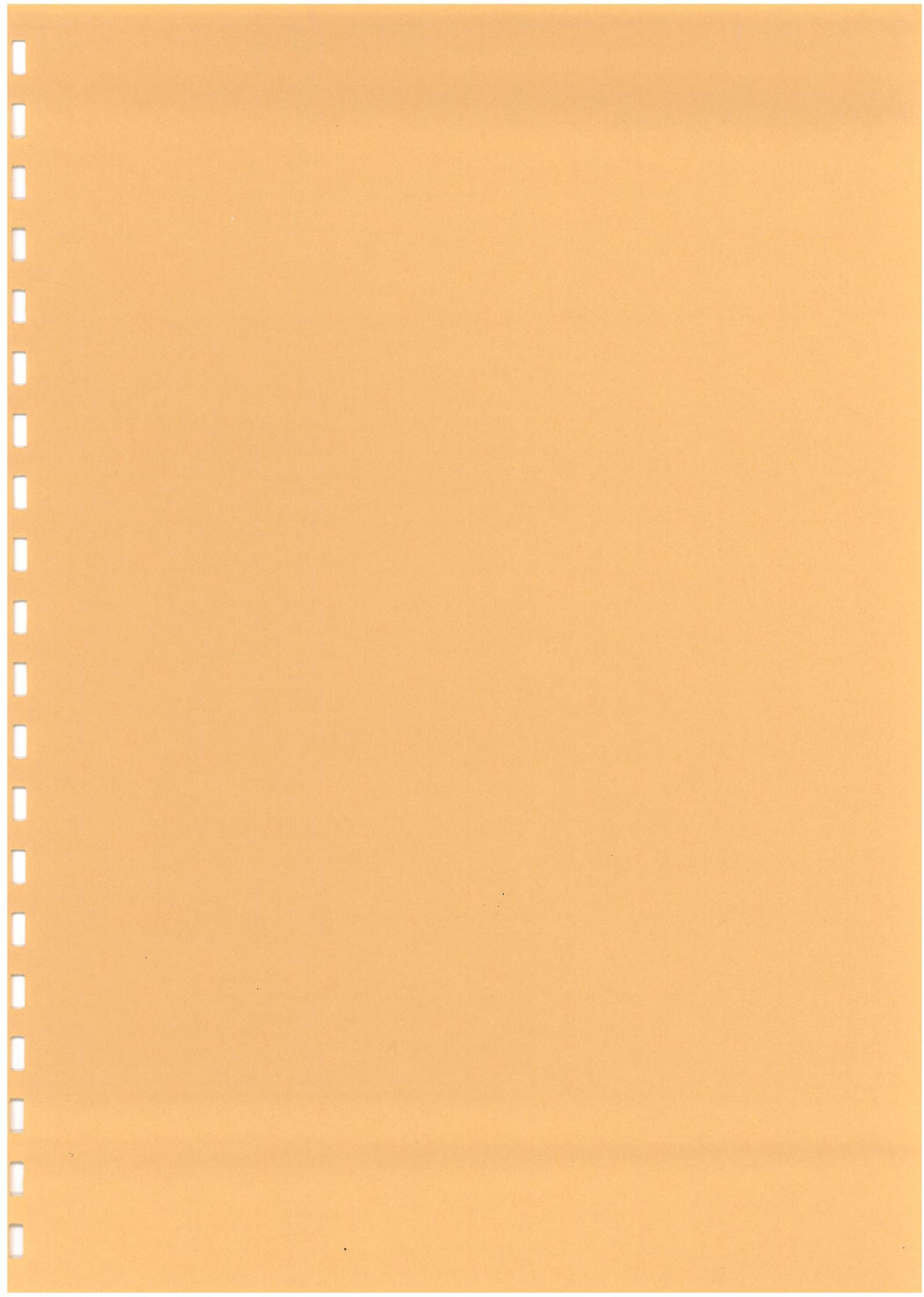
Un tel générateur est facilement réalisable suivant le principe précédemment décrit (cf. II.4) avec un circuit comportant par exemple un thyatron à hydrogène du type EEV 1538.

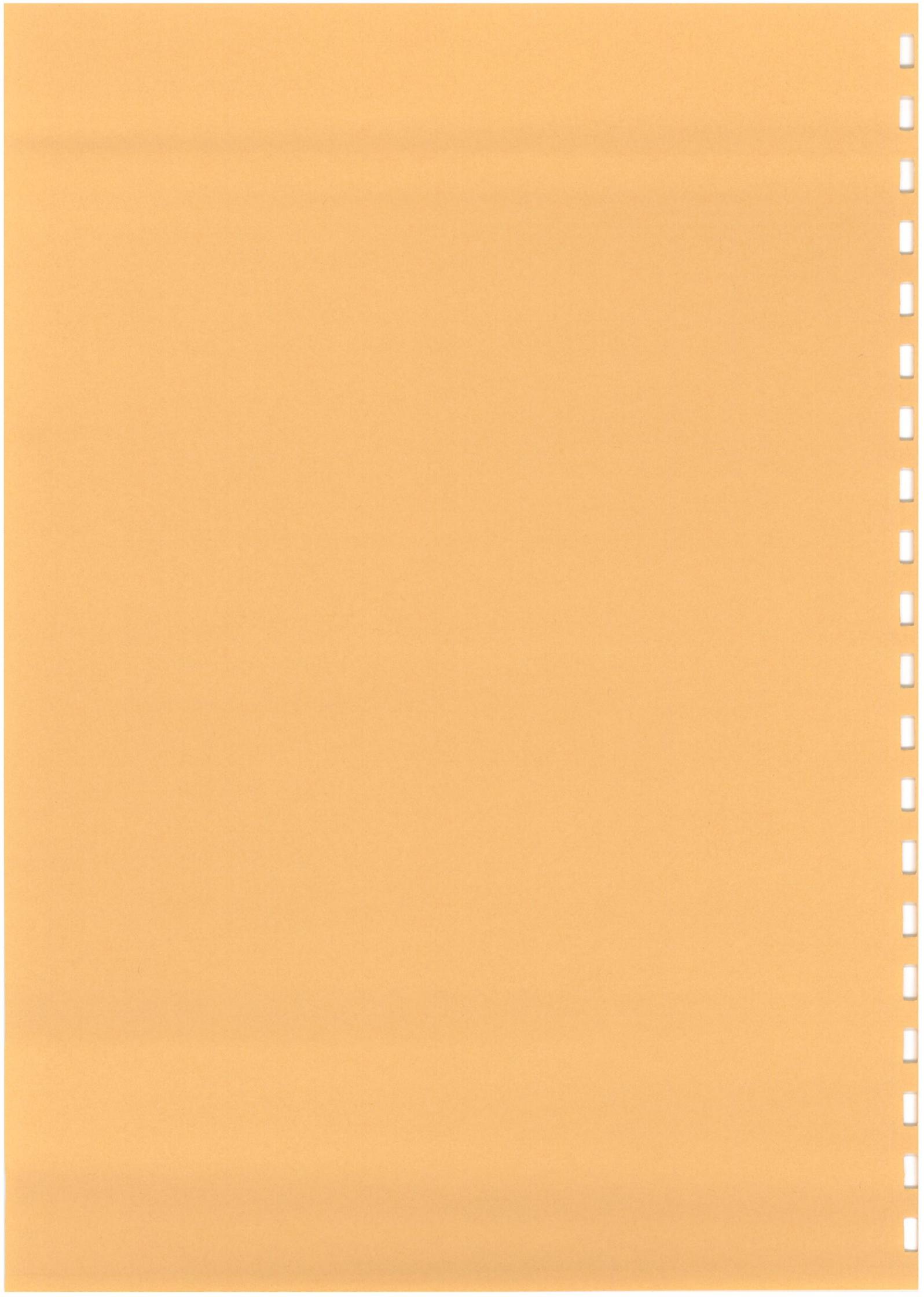


$$C_1 = 0,26 \mu\text{F}$$

$$C_2 = 0,26 \mu\text{F}.$$

Le transformateur de rapport 1/1 est utilisé en tant qu'inverseur de tension et la capacité C_2 n'est autre que la ligne à eau.





CHAPITRE III
CARACTERISATION DU RAYONNEMENT X

III.1 - INTRODUCTION	56
III.2 - RAPPELS	60
III.2.1 - L'émission Bremsstrahlung	60
III.2.2 - Le spectre discret	60
III.2.3 - Propriétés du rayonnement de freinage	63
III.3 - CARACTERISATION TEMPORELLE DU RAYONNEMENT EMIS DANS L'ENCEINTE DU CANON X ETUDIE	71
III.4 - CARACTERISTIQUES DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	74
III.5 - VERIFICATIONS DE LA PUISSANCE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	78
III.6 - VERIFICATION DE LA FORME SPECTRALE TOTALE ET DE L'ENERGIE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION	80
III.6.1 - Introduction	80
III.6.2 - Rappels : Densitométrie - photographie X	82
III.6.3 - Test des courbes d'étalonnage	84
III.6.4 - Test des filtres	88
III.7 - MESURE EXPERIMENTALE DE LA REPARTITION SPATIALE DU RAYONNEMENT X DE PREIONISATION	95

CHAPITRE III

CARACTERISATION DU RAYONNEMENT X

III.1 - INTRODUCTION

a) Contexte

Les articles parus à ce jour, concernant la préionisation par rayons X [28-36], ne comportent que peu de données sur les caractéristiques du rayonnement X utilisé. Tout au plus trouve-t-on quelques formes de distributions spectrales très simplifiées ou purement spéculatives [53], et quelques valeurs d'"énergie" exprimées en rem ou rad (ces unités sont destinées à mesurer l'effet biologique des radiations).

En fait, les articles cités se réfèrent uniquement aux décharges simplement préionisées, or nous savons (cf I.5.5) que la caractérisation des rayons X n'est pas indispensable à l'étude de ce type de décharge.

Dans notre cas, la décharge est photodéclenchée par le rayonnement X et la modélisation prend en compte les réactions d'ionisation provoquées par le rayonnement X dont les caractéristiques doivent être connues.

b) Métrologie des rayons X

La métrologie des rayons X dispose d'instruments très différents que l'on peut regrouper en deux catégories.

L'une concerne un grand nombre d'appareils (Babyline, stylo dosimètre, etc...) capables de doser les effets biologiques provoqués par les radiations X sur le corps humain (voir annexe I).

Les mesures effectuées par ces instruments sont indispensables à la protection des expérimentateurs mais ne permettent pas une véritable évaluation de l'énergie des radiations incidentes ; En effet, des rayonnements de puissances et de fréquences différentes peuvent produire des effets biologiques équivalents.

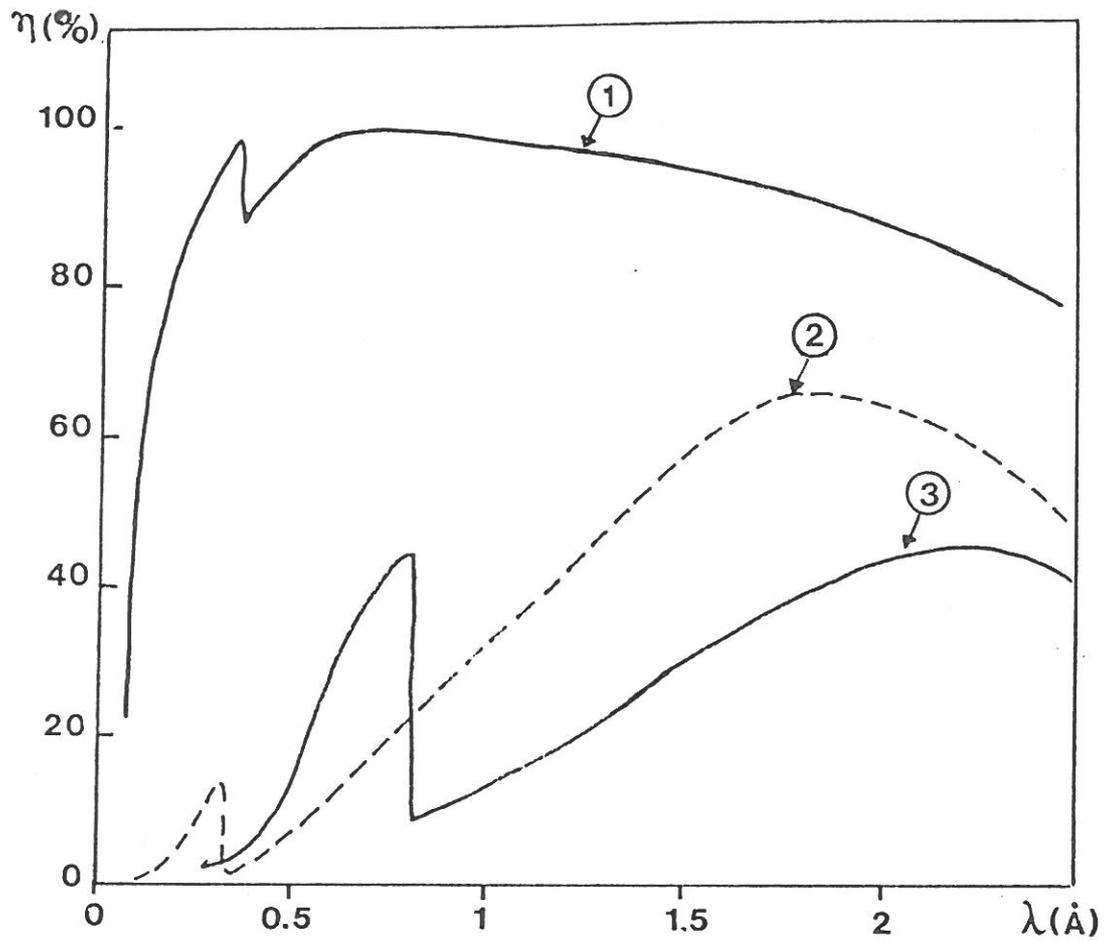
La seconde catégorie d'instruments (compteurs à gaz ou à scintillateur, etc...) destinés à l'analyse directe du rayonnement ne sont malheureusement pas très efficaces (voir figure III.1) dans le domaine spectral [10 keV, 60 keV] qui nous intéresse. En effet, les rayons X de ce domaine sont très pénétrants et les détecteurs n'absorbent qu'une fraction de l'énergie du rayonnement incident. Toutefois, si la longueur d'onde du rayonnement est connue, la fraction d'énergie absorbée peut être calculée et les résultats deviennent significatifs. Des mesures peuvent ainsi être réalisées à l'aide d'un dispositif expérimental capable de séparer les composantes spectrales du rayonnement (en utilisant par exemple les réflexions d'un monocristal suivant les angles de Bragg) et de mesurer l'énergie associée à chaque longueur d'onde. La figure III.2 représente le schéma d'un tel montage.

c) Présentation de la méthode utilisée

Compte tenu de la complexité des montages expérimentaux nécessaires, il nous a semblé plus judicieux d'utiliser un tout autre moyen : la méthode de caractérisation du rayonnement X que nous avons élaborée reposera sur des bases théoriques anciennes.

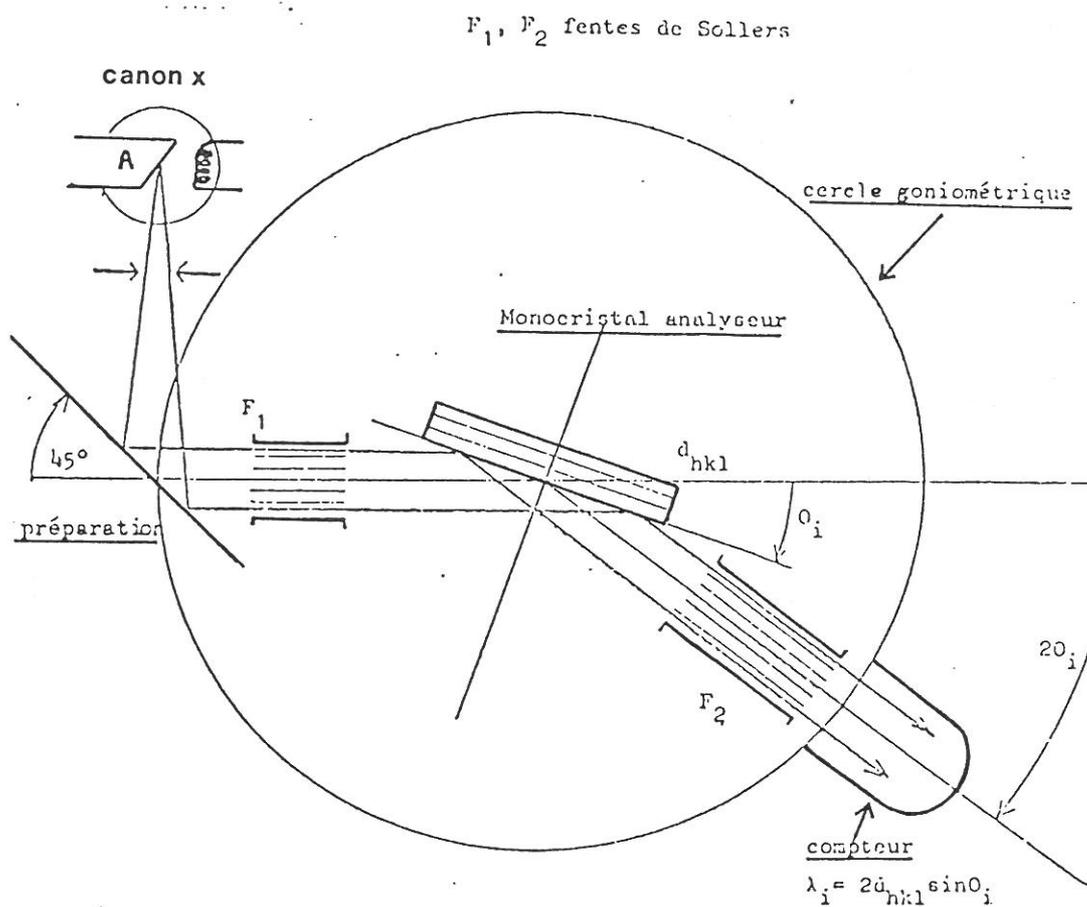
En effet, dès 1910 de nombreuses études expérimentales [46] (effectuées sur des canons X similaires au nôtre) ont permis d'établir la dépendance des caractéristiques du rayonnement X, émis dans l'enceinte du canon, en fonction de la tension d'alimentation du canon U_C , de la puissance électrique injectée dans le canon \mathcal{P}_E et du numéro atomique Z de la cible (cf. p.36).

Ces lois, que nous expliciterons un peu plus loin, furent retrouvées et vérifiées vers les années 1920 et 1930 à l'aide d'une théorie (quantique et relativiste) décrivant l'effet Bremsstrahlung [43, 46].



- 1- Compteur à scintillateur
- 2- Compteur proportionnel à Xenon
- 3- Compteur proportionnel à Krypton

Figure III.1 - Rendement des compteurs



Le cristal analyseur est un monocristal (UO_2 , LiF , gypse, etc...) dont la face irradiée est parallèle à un plan cristallin (elle est obtenue par clivage). Il reçoit un faisceau polychromatique de l'anticathode (Montage A).

Figure III.2 - Dispositif expérimental d'analyse d'un rayonnement X de spectre continu.

Ainsi, les trois paramètres U_c , ρ_L , Z nous permettent de déterminer, d'après ces lois, les distributions spectrale et spatiale et la puissance du rayonnement X émis dans l'enceinte du canon.

Ces caractéristiques sont ensuite modifiées en fonction des matériaux traversés et des trajectoires suivies par les rayons X lors de leur passage de l'enceinte du canon au milieu laser.

Les résultats ainsi obtenus seront contrôlés par des tests effectués sur le rayonnement X de préionisation.

La description des différentes étapes de cette méthode ainsi que les rappels nécessaires à leur compréhension font l'objet de ce chapitre.

III.2 - RAPPELS

Les résultats présentés concernent des canons X du type "tube de Coolidge" alimentés en continu possédant une cible épaisse. On considère comme épaisse toute cible d'épaisseur au moins égale à la distance d'arrêt des électrons projectiles (cf. II.2).

III.2.1 - L'émission Bremsstrahlung [43,46]

Toute particule chargée en mouvement qui subit une forte décélération génère un rayonnement électromagnétique dit de "freinage". C'est l'émission Bremsstrahlung.

Dans un canon X, le rayonnement est généralement émis lors de l'impact d'un faisceau d'électrons rapides sur une cible dense (cf. II.2).

Le spectre du rayonnement X ainsi obtenu se compose d'un fond continu limité vers les hautes fréquences et d'un spectre discret caractéristique de l'élément cible (voir figure III.3).

III.2.2 - Le spectre discret

Le spectre X discret apparaît dès que l'énergie cinétique des électrons projectiles est suffisante pour ioniser une des couches internes des atomes de la cible.

Le "trou" laissé vacant dans le coeur d'un atome ionisé est rapidement comblé par un électron des couches plus externes, à la suite d'un réarrangement électronique qui s'accompagne soit d'émission d'électrons Auger (cf. IV.4), soit d'émission de photons X.

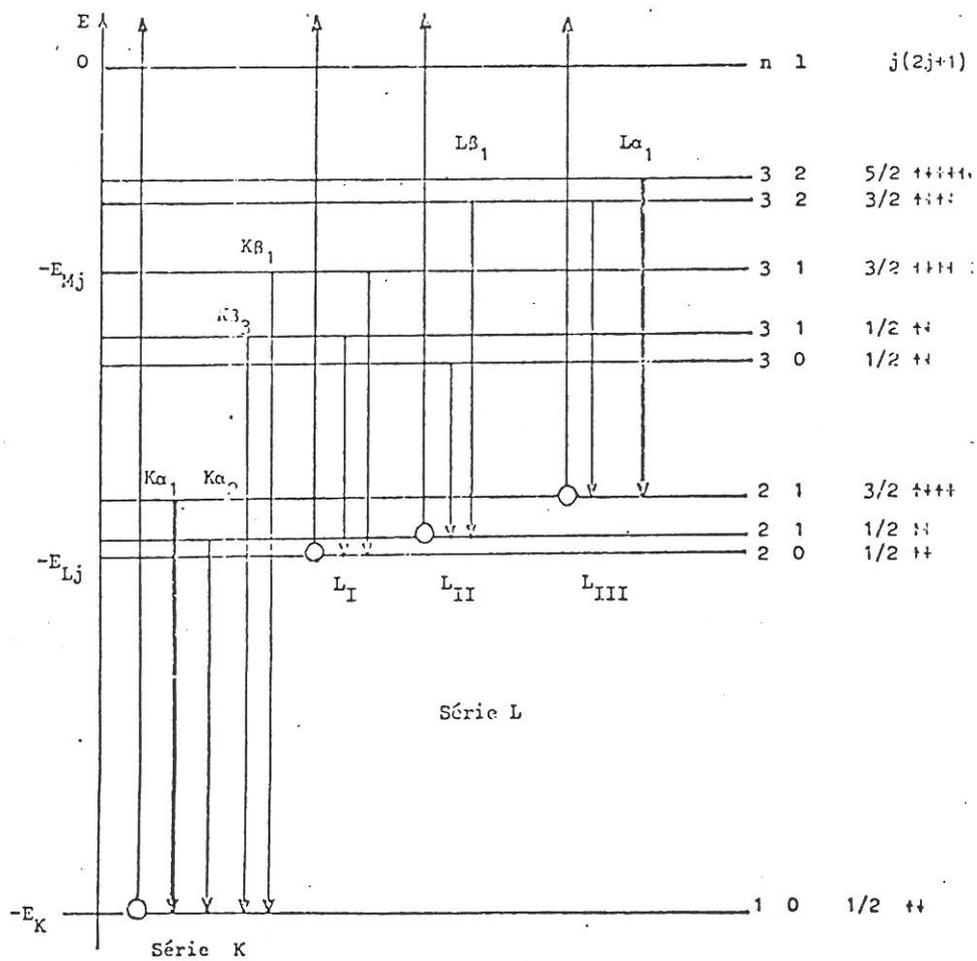
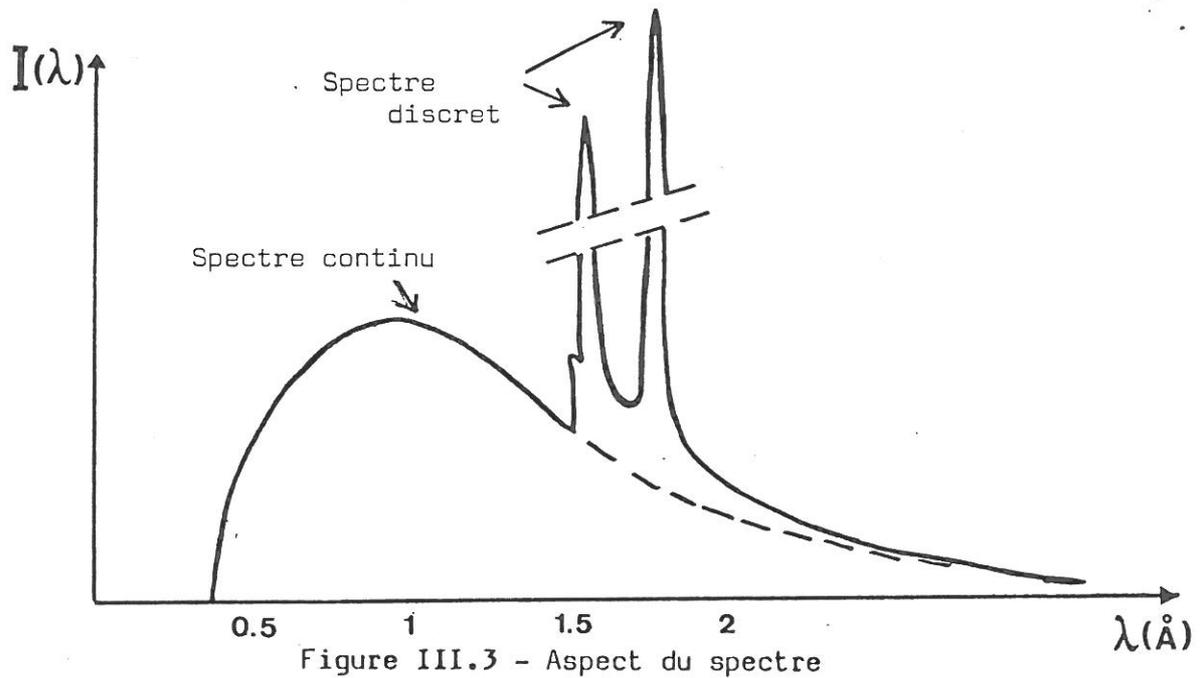


Figure III.4 - Diagramme des couches internes d'un atome et principales raies dues à l'ionisation en couche interne.

L'émission d'électrons Auger est dominante pour des atomes relativement légers et l'émission de photons X dominante pour les atomes les plus lourds.

Les fréquences de ces photons sont typiques de la couche ionisée de l'élément cible et constituent les raies du spectre discret observé.

On rappelle que les couches internes d'un atome, associées aux valeurs 1, 2 et 3 du nombre quantique principal n , sont notées K, L et M. On appelle série K, l'ensemble des raies spectrales émises lors des transitions électroniques ayant la couche K comme niveau de retombée (voir figure II.4).

L'ionisation d'une couche interne donnée provoque l'excitation des séries spectrales, associées à cette couche et aux couches plus externes. La série K comporte les raies les plus intenses ($K\alpha_1$ et $K\alpha_2$), les séries L et M ont généralement une amplitude bien plus faible.

Les énergies d'ionisation I_K et I_L des couches K et L du Tantale et du Tungstène utilisés couramment comme matériau cible, ainsi que les fréquences des raies les plus intenses sont reportées dans le tableau ci-dessous. Ces valeurs peuvent être obtenues par la loi de Moseley [43].

Table III.1 - Données relatives à l'ionisation en couche interne du Tungstène

	Energie d'ionisation		Energies spectrales des raies		
	couche K	Couche L	$K\alpha_1$	$K\alpha_2$	$L\alpha_1$
Tungstène	69,5 keV	11,5 keV	58,3 keV	59,3 keV	8,6 keV

. Si l'énergie E_{ce} des électrons incidents est suffisante pour ioniser la couche K ($E_{ce} > I_K$), les séries K, L et M étant excitées, il devient alors extrêmement difficile d'évaluer les amplitudes respectives des spectres continu et discret et d'estimer les énergies qui leur sont imparties.

. Dans le cas contraire ($E_{ce} < I_K$) même si les séries L et M sont présentes, le spectre discret a une intensité négligeable et toute l'énergie convertie en rayonnement X se retrouve pratiquement dans le rayonnement de freinage.

III.2.3 - Propriétés du rayonnement de freinage

a) Définition et forme de la distribution spectrale :

Si on note $I(\epsilon)$ l'amplitude de la distribution spectrale pour l'énergie spectrale ϵ , par définition $I(\epsilon)d\epsilon$ représentera la contribution des photons d'énergie ϵ' , telle que $\epsilon \leq \epsilon' \leq \epsilon + d\epsilon$, à la puissance totale \mathcal{P}_x du rayonnement ainsi $\int^{\infty} I(\epsilon)d\epsilon = \mathcal{P}_x$.

La longueur d'onde λ , la fréquence ν ou le flux Φ du rayonnement peuvent également être utilisés comme variables. Les distributions spectrales correspondantes $I(\lambda)$, $I(\nu)$, $I(\Phi)$ sont équivalentes du point de vue de l'interprétation physique mais leurs formes sont différentes et suivant l'usage qui en est fait certaines sont plus facilement exploitables que d'autres. Les distributions spectrales d'origine expérimentale sont presque toujours des fonctions de la longueur d'onde [43] alors que la représentation en fonction de l'énergie spectrale est mieux adaptée à la méthode que nous développerons.

Le passage d'une représentation à l'autre s'effectue en écrivant la conservation de la puissance et en procédant au changement de variable adéquate, ainsi $I(\lambda).d\lambda = I(\epsilon).d\epsilon$ pour $\epsilon = hc/\lambda$ et $d\epsilon = (hc/\lambda^2)d\lambda$ et on obtient la relation :

$$I(\epsilon) = (hc/\lambda^2)^{-1}I(\lambda) \quad (\text{III.1})$$

b) Aspect de la distribution spectrale [43.46] :

L'énergie des électrons décélérés n'est pas quantifiée mais un électron ne peut rayonner plus d'énergie qu'il n'en possède initialement ; la distribution spectrale du rayonnement de freinage est donc continue et limitée vers les hautes fréquences. La fréquence limite ν_0 correspond au quanta d'énergie ϵ_0 égal à l'énergie cinétique des électrons incidents ($\epsilon_0 = h\nu_0 = eU_c$).

La forme de la distribution spectrale est isotrope dans l'enceinte du canon et dépend de la tension d'alimentation U_c du canon X. La distribution spectrale du rayonnement de freinage se réduit, en fonction de l'énergie spectrale, ϵ , à une simple droite d'équation $I(\epsilon) = C(\epsilon_0 - \epsilon)$

pour $\epsilon \leq \epsilon_0$ avec $\epsilon_0 = eU_c$. La constante C d'expression assez complexe peut s'évaluer simplement en utilisant la relation de normalisation

$$\int_0^{\epsilon} I(\epsilon) d\epsilon = \mathcal{P}_X \quad \text{avec } I(\epsilon) = C(\epsilon - \epsilon_0) \quad \text{et ainsi } C = \frac{2 \mathcal{P}_X}{\epsilon_0^2}.$$

Ces résultats ont été conjointement trouvés par la théorie de l'émission Bremsstrahlung et par les distributions expérimentales (voir figure III.5) qu'il suffit de retranscrire en fonction de ϵ à l'aide de la relation III.1.

On trouvera sur la figure III.5 les différentes représentations possibles des distributions spectrales pour des tensions U_c variant de 29 kV à 60 kV ; les distributions ont des normes proportionnelles à U_c^2 (voir III.3.c).

c) Rendement de conversion du canon X - Puissance X [43-46] :

On définit le rendement de conversion du canon X, η_X , par le rapport :

$$\eta_X = \frac{\mathcal{P}_X}{\mathcal{P}_E};$$

\mathcal{P}_E est la puissance électrique injectée dans le canon,
et \mathcal{P}_X est la puissance totale du rayonnement X.

Ce rendement est proportionnel au produit $Z.U_c$ et se calcule simplement au moyen de la relation suivante : $\eta_X = 1,1 \cdot 10^{-9} \cdot Z.U_c$ avec U_c en volts.

On remarque que pour des tensions inférieures au mégavolt le rendement reste faible.

La puissance électrique \mathcal{P}_E étant généralement connue, on en déduit la puissance totale du rayonnement X $\mathcal{P}_X = \eta_X \mathcal{P}_E$, et l'amplitude de la distribution spectrale $C = \frac{2 \mathcal{P}_X}{\epsilon_0^2}$.

d) Répartition spatiale du rayonnement

Répartition spatiale du rayonnement émis par un faisceau unidimensionnel d'électrons

L'intensité totale du rayonnement émis dans une direction donnée est uniquement fonction de l'angle polaire θ formé par l'intersection de

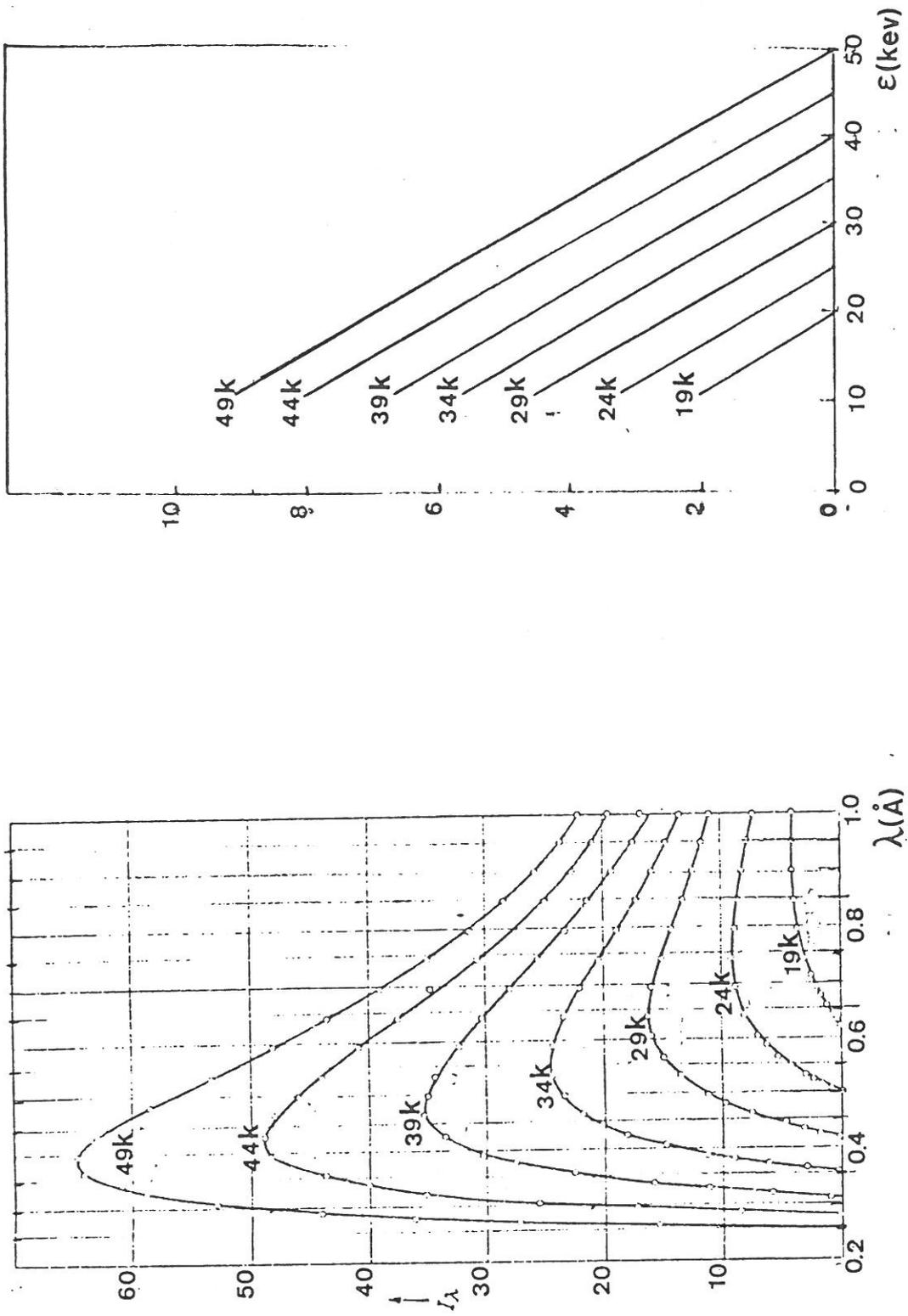
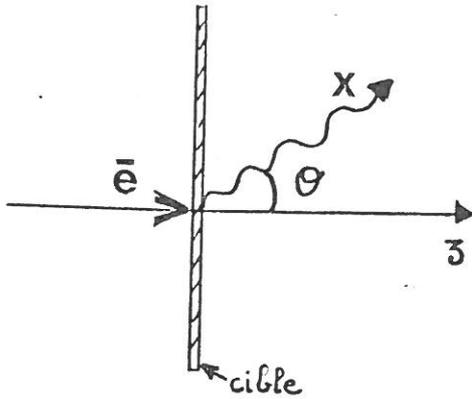


Figure III.5 - Distributions spectrales expérimentales en fonction de la longueur d'onde λ et de l'énergie spectrale ϵ .



direction avec l'axe (OZ) défini par le faisceau d'électron. La distribution spatiale du rayonnement est une distribution angulaire invariante par rotation autour de l'axe (OZ).

On note θ_m l'angle qui repère la direction privilégiée où la puissance du rayonnement est maximum, la valeur de θ_m est déterminée par la tension

d'alimentation U_c du canon (voir figure III.6.a) [46].

Pour une valeur fixée de U_c , la répartition angulaire autour de la direction θ_m dépend de l'épaisseur de la cible qui définit le contraste des intensités (voir figure III.6.b).

On peut représenter la distribution angulaire pour une épaisseur de cible donnée par des abaques polaires (voir figure III.7). Pour des valeurs de U_c modérées (< 100 keV) la distribution angulaire forme deux lobes presque séparés, ces deux lobes se rapprochent et se confondent au fur et à mesure que la tension U_c augmente. La surface des deux lobes est proportionnelle à la puissance. Les configurations géométriques du rayonnement pouvant être très différentes, les modes de récupération du rayonnement sont variés. L'utilisation du rayonnement :

- en transmission (à travers la cible) à $\theta = 0^\circ$ est très favorable pour des tensions modérées si la cible est raisonnablement épaisse,
- en transmission à 45° , semble la solution la plus rationnelle pour les tensions modérées,
- en réflexion sur la cible, peut être envisagée pour des angles d'environ 120° mais seulement pour des tensions faibles ($U_c > 40$ kV).

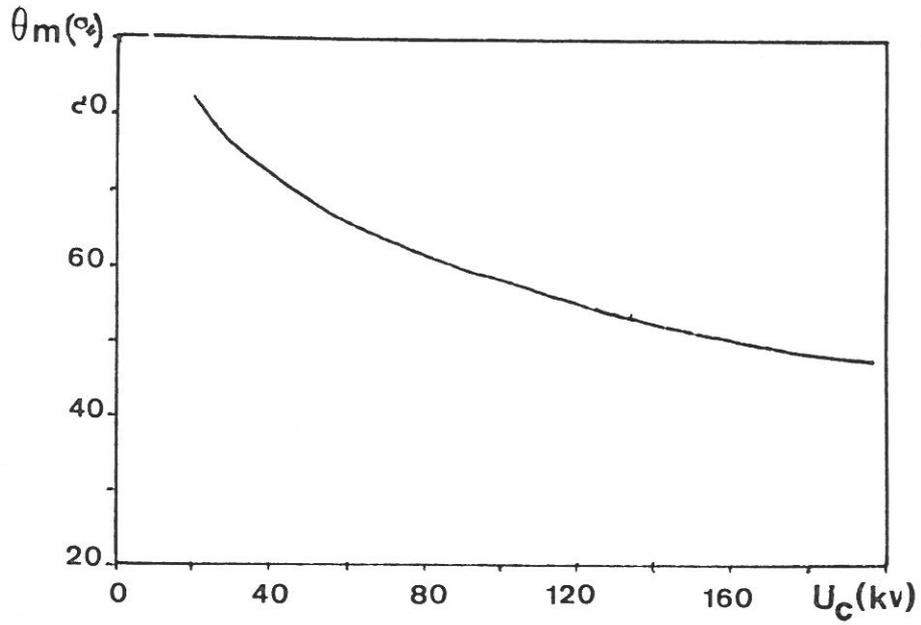


Figure III.6.a- Variation de θ_m en fonction de U_c

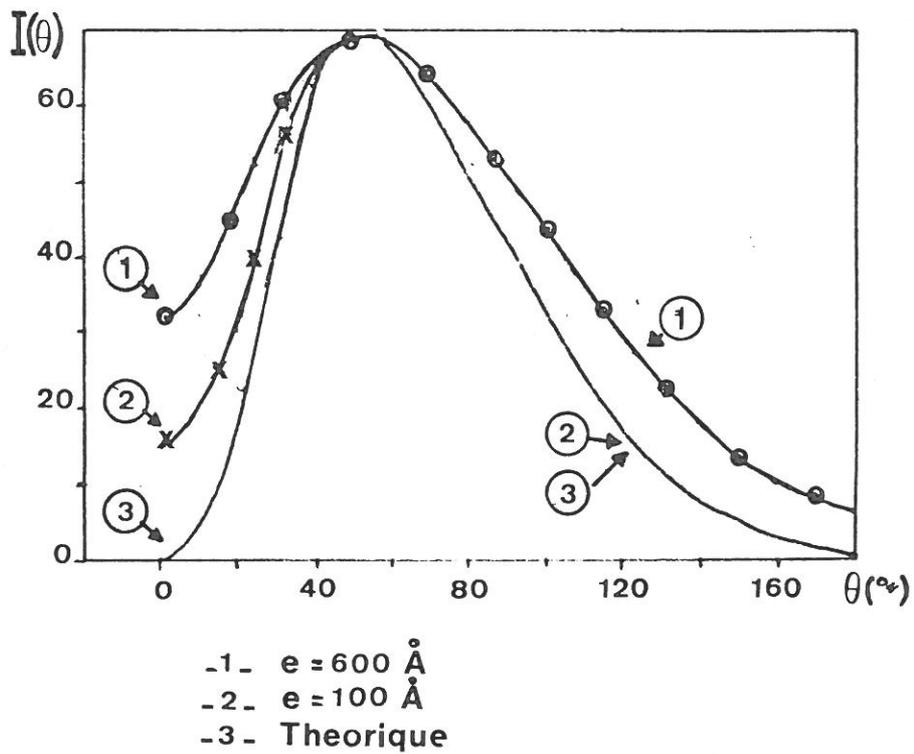


Figure III.6.b - Répartition spatiale de l'intensité en fonction de l'épaisseur de la cible.

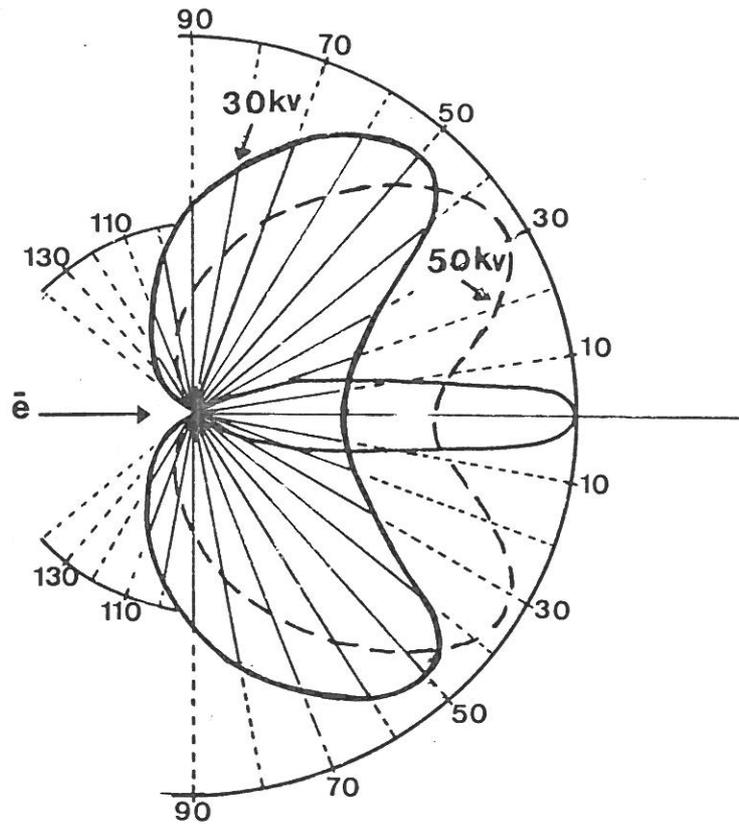


Figure III.7.a - Distribution angulaire du rayonnement émis par un faisceau unidimensionnel.

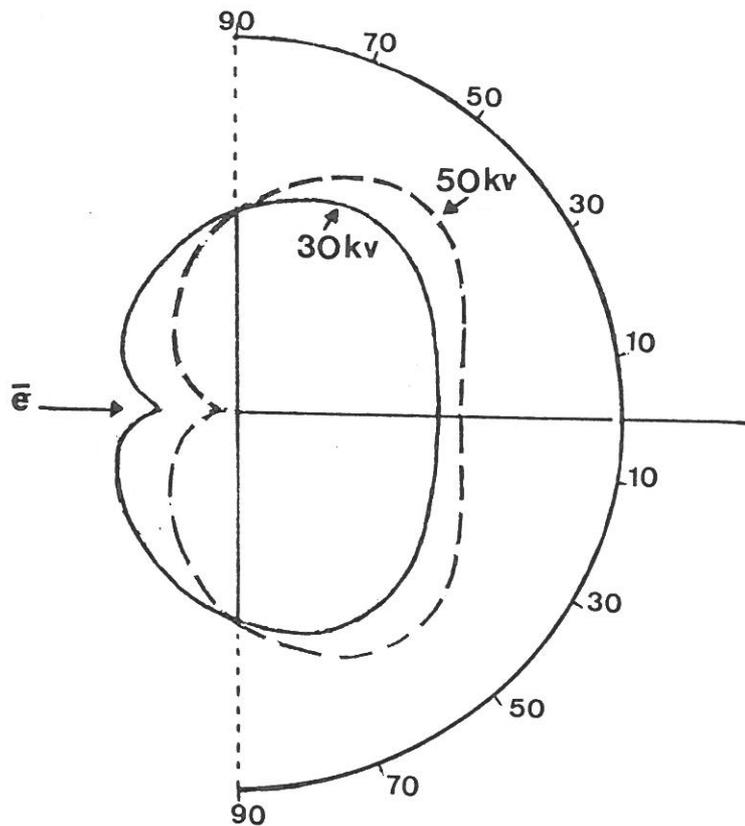


Figure III.7.b - Distribution angulaire du rayonnement émis par faisceau bidimensionnel.

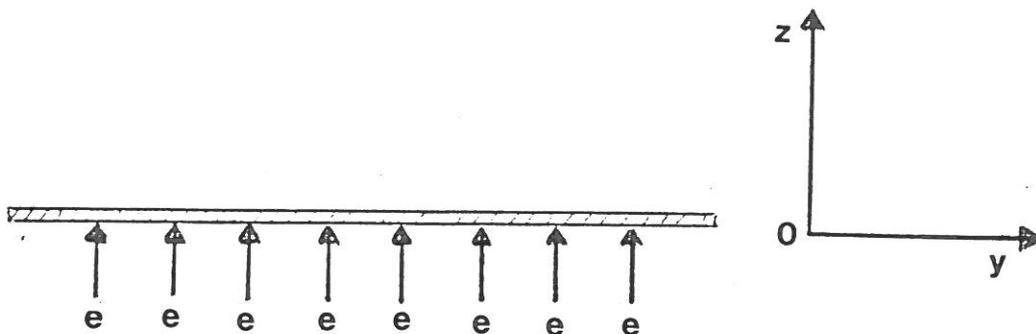
Par ailleurs si M est un point de la droite d'angle polaire θ , situé à distance R de la source X, on peut approcher l'intensité du rayonnement en ce point par la formule théorique suivante :

$$I(\theta, R) = \frac{A}{R^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} - \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^4} - 1 \right] \quad (\text{III.2})$$

avec $\beta = v/c$, v étant la vitesse des électrons d'énergie cinétique $E_{ce} = eU_c$ et C la célérité de la lumière. Cette formule théorique [46] ne prend pas en compte l'épaisseur de la cible, elle décrit de manière satisfaisante la répartition angulaire du rayonnement pour des angles supérieurs à 20° mais ne fournit pas des résultats réalistes pour les angles faibles (voir figure III.6,b).

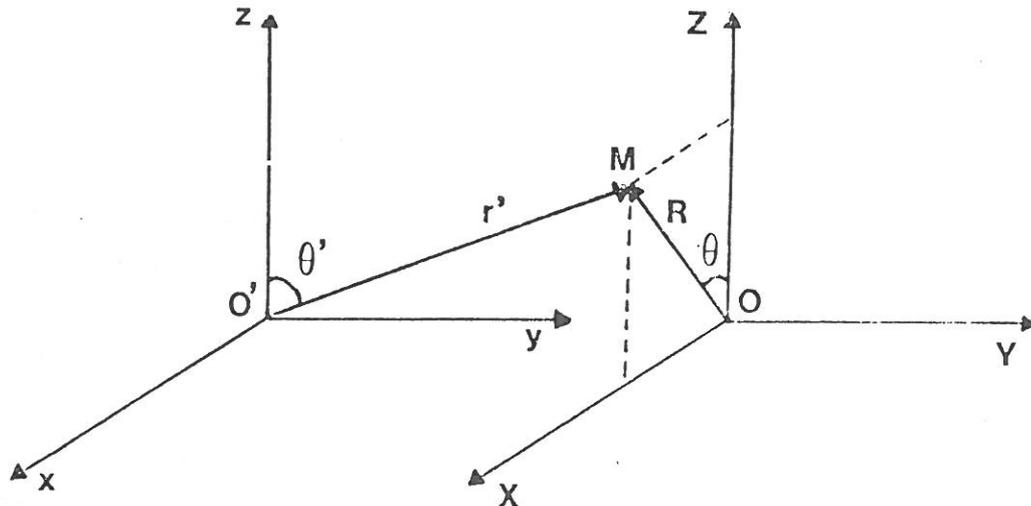
Distribution spatiale du rayonnement X émis par un faisceau plan d'électrons

On peut évaluer la répartition spatiale du rayonnement émis par un faisceau d'électrons bidimensionnel perpendiculaire au plan de la cible en l'assimilant à une infinité d'éléments de faisceau de largeur dy .



On associe à chaque élément de faisceau fictif un repère $(0, X, Y, Z)$ centré sur le point d'impact des électrons sur la cible et dont les axes Z et Y sont respectivement parallèles à la direction des électrons projectiles et à la largeur du faisceau plan.

Pour des raisons de symétrie évidentes, la distribution spatiale du rayonnement est symétrique par rapport au plan du faisceau et se ramène dans tout plan (OZX) perpendiculaire au faisceau et à la cible à une distribution angulaire $I(\theta, R)$. L'intensité totale I du rayonnement (θ, R) d'un point M de coordonnées polaires R, θ dans un plan (Oxz) donné, résulte de la superposition des rayonnements émis par une infinité de sources X disposées sur l'axe OY (voir schéma ci-après).



Chaque contribution $I(\theta', r')$ à l'intensité $I(\theta, R)$ provenant d'un élément de faisceau centré sur O' , possède les caractéristiques spatiales du rayonnement émis par un faisceau d'électrons unidimensionnel.

Le terme $I(\theta', r')$ est fonction des coordonnées polaires θ' et r' du point M , exprimés dans le repère de centre O' . La distribution angulaire $I(\theta, R)$ se calcule par intégration du terme $I(\theta', r')$ sur l'ensemble des valeurs (θ', r') obtenues en translatant le repère de centre O' sur toute la largeur de faisceau plan. Il est en fait plus simple d'utiliser comme variable d'intégration $y = \|\vec{OO'}\|$ après avoir exprimé θ' et r' en fonction des paramètres θ, R et de la variable y .

Le changement de variable s'effectue en écrivant la correspondance entre les coordonnées polaires et cartésiennes et en remarquant que les coordonnées cartésiennes X_M et Z_M du point M sont invariants par changement de repère.

Repère (0, X, Y, Z)

$$X_M = R \sin \theta$$

$$Y_M = 0$$

$$Z_M = R \cos \theta$$

$$\text{or } X_M = x_M$$

$$Z_M = z_M$$

on pose $y_M = y$

et

Repère (0', x, y, z)

$$x_M = r' \cos \varphi' \sin \theta'$$

$$y_M = r' \sin \varphi' \sin \theta'$$

$$z_M = r' \cos \theta'$$

$$\begin{cases} r'^2 = R^2 + y^2 \\ \text{tg}^2 \theta' = \frac{R^2 \sin^2 \theta + y^2}{R^2 \cos^2 \theta} \end{cases}$$

ainsi $I(\theta', r') = f(R, \theta, y)$ et $I(\theta, R) = \int f(\theta, R, y) dy$

Du fait de la dépendance du terme $I(\theta', r')$ en $1/r'^2$ (cf p ..), les éléments de faisceau ont un faible rayon d'action. La position du point M par rapport aux extrémités du faisceau influe donc peu sur la répartition angulaire $I(\theta, R)$.

La répartition angulaire $I(\theta, R)$ a été calculée pour des tensions de 50 kV et 30 kV en utilisant les courbes III.7 et la formule théorique III.1. Les résultats ainsi obtenus sont reportés sous forme d'abaques polaires sur la figure III. où $I(\theta)$ représente $I(\theta, R)$ pour une valeur de R fixée arbitraire.

On remarque que la configuration bidimensionnelle du faisceau d'électrons tend à uniformiser la répartition spatiale du rayonnement X et qu'elle favorise l'utilisation des rayons X en transmission à travers la cible.

III.3 - CARACTERISATION TEMPORELLE DU RAYONNEMENT EMIS DANS L'ENCEINTE DU CANON X ETUDIE

a) Introduction :

Le canon X étudié fonctionne en régime impulsif, la tension d'alimentation U_c et le courant I_c sont des fonctions du temps.

La caractérisation temporelle du rayonnement X est effectuée en admettant que les lois précédemment énoncées sont vérifiées à chaque instant t de l'impulsion X.

La méthode proposée est développée à partir de données expérimentales typiques ; les courbes $U_c(t)$ et $I_c(t)$ utilisées sont représentées sur la figure III.8a et b et on rappelle que la cible a un numéro atomique de 73 et une épaisseur de 7,6 μm .

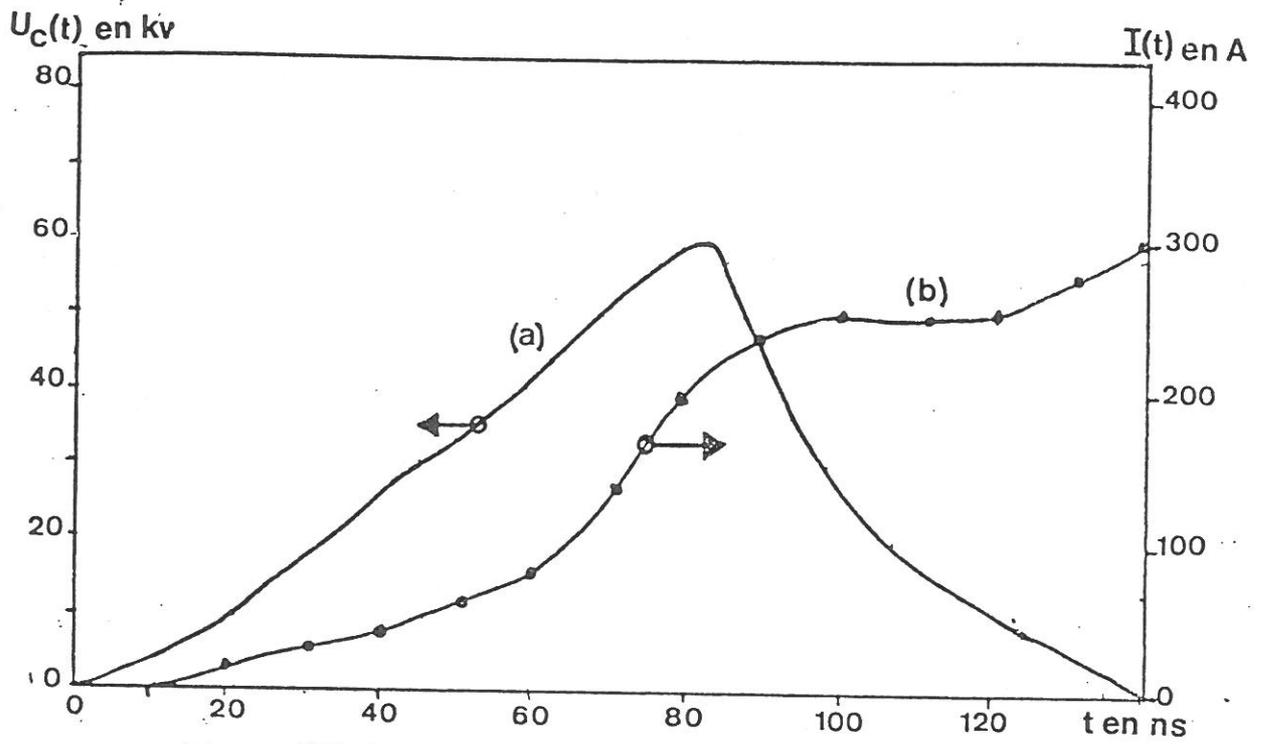


Figure III.8 - Courbes de tension (a) et de courant (b).

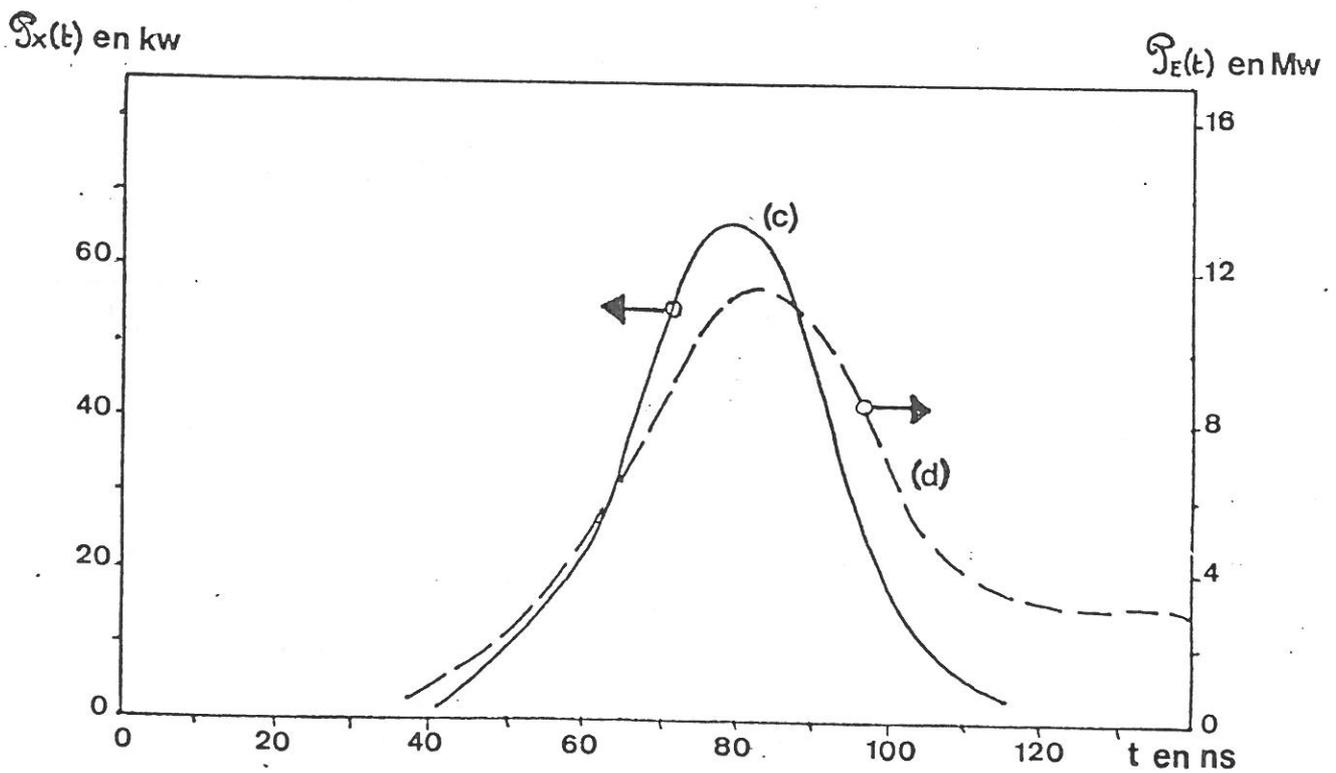


Figure III.8 - Courbes de la puissance électrique (d) et de la puissance du rayonnement X (c).

b) Puissance du rayonnement :

Pour chaque instant t de l'impulsion X , on peut calculer : la puissance électrique injectée dans le canon $\mathcal{P}_E(t) = U_C(t) \cdot I_C(t)$, le rendement du canon $\mathcal{P}_X = 1,1 \cdot 10^{-9} \cdot 73 \cdot U_C(t)$, et la puissance du rayonnement X , $\mathcal{P}_X(t) = \eta_X \cdot U_C(t)$ (Voir figure III.8 c).

Du fait de sa dépendance en $U_C^2(t)$ la puissance X a un front de montée plus raide que celui de la puissance électrique, ce qui est favorable au mode d'utilisation requis de la préionisation (cf I.5.5).

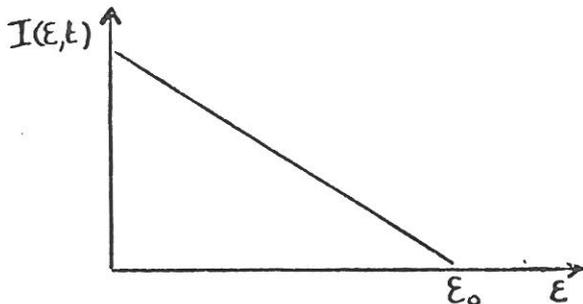
L'énergie électrique W_E injectée dans le canon X et l'énergie W_X rayonnée durant l'impulsion X sont obtenues par intégration des courbes $\mathcal{P}_E(t)$ et $\mathcal{P}_X(t)$.

$$W_E = \int_0^t 2 \mathcal{P}_E(t) \cdot dt = 640 \text{ mJ}$$

$$W_X = \int_0^t 2 \mathcal{P}_X(t) \cdot dt = 2,2 \text{ mJ.}$$

c) Evolution temporelle de la distribution spectrale :

On notera $I(\epsilon, t)$ l'amplitude de la distribution spectrale à l'instant t associée à l'énergie spectrale ϵ .



Ainsi nous pouvons écrire :

$$I(\epsilon, t) = C(t) \cdot (\epsilon_0(t) - \epsilon) \text{ avec}$$

$$\epsilon_0(t) = e U_C(t) \text{ et } C(t) = \frac{2 \mathcal{P}_X(t)}{\epsilon_0^2(t)}$$

d) Distribution spatiale temporelle du rayonnement X émis dans l'enceinte du canon

Le rayonnement n'est véritablement intense que durant l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$ défini par la mi-hauteur de la courbe de puissance (voir figure III.8). La tension $U_C(t)$ qui détermine la distribution angulaire du rayonnement X varie entre 40 kV et 60 kV pendant l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$. Or pour cette gamme de tension, la distribution spatiale du rayonnement X émis par le faisceau plan d'électrons évolue extrêmement peu (voir figure III.7).

d) Distribution spatiale temporelle du rayonnement X émis dans l'enceinte du canon

Ainsi, bien que l'intensité du rayonnement X émise dans une direction θ soit proportionnelle à l'instant t à $\mathcal{P}_x(t)$, le rapport des intensités suivant deux directions données à l'instant t reste constant dans le temps et la puissance relative $\mathcal{P}_{x,\Omega}(t)/\mathcal{P}_x(t)$ rayonnée dans un angle solide Ω varie peu durant l'impulsion X.

Finalement on pourra décrire la répartition spatiale temporelle des rayons dans tout plan orthogonal au faisceau bidimensionnel d'électrons et à la cible par la relation :

$$I(\theta, t) = \frac{I(\theta) \cdot \mathcal{P}_x(t)}{\int_0^{t_3} \mathcal{P}_x(t) dt} = I(\theta) \cdot \frac{\mathcal{P}_x(t)}{W_x} \quad \text{avec} \quad I(\theta) = \int_0^\infty I(\theta, R) dR$$

et $I(\theta, R)$ correspondant à la tension moyenne $U = 50$ kV de $U_c(t)$ sur l'intervalle $[t_1, t_2]$ (voir figure III.7b).

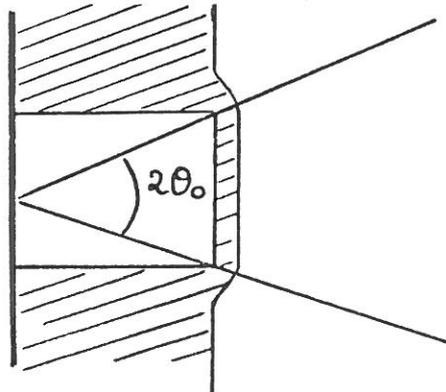
III.4 - CARACTERISTIQUES DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION

Le rayonnement X, émis par la fenêtre de transmission du canon X, qui produit la photoionisation du mélange laser (cf II.2) est nommé rayonnement de préionisation. Le passage du rayonnement X hors de l'enceinte du canon provoque d'importantes pertes d'énergie et des modifications de la distribution spectrale du rayonnement que l'on peut évaluer en tenant compte de la structure du canon X.

a) Pertes d'énergie

Les pertes d'énergie ont essentiellement deux origines :

- l'une est de nature purement géométrique ; en effet le rayonnement pénètre dans une cavité étroite avant d'atteindre la fenêtre de transmission et seuls les rayons X émis par la cible dans l'angle $2\theta_0$ (voir ci-dessous) y parviennent sans réflexion.

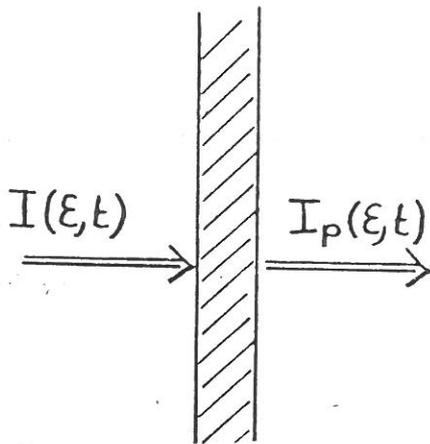


La distribution angulaire du rayonnement X permet d'évaluer à $1/F$ avec $F = 13$ la proportion du rayonnement émis dans l'angle $2\theta_0$ (voir figure III.7b) et on note $\mathcal{S}'_X(t) = \mathcal{S}_X(t)/F$ la puissance du rayonnement qui atteint la fenêtre de transmission.

- La deuxième cause des pertes d'énergie est due à l'absorption du rayonnement X par la fenêtre de transmission. Cette absorption diffère suivant les énergies spectrales ϵ du rayonnement et ne peut être étudiée que simultanément avec les déformations de la distribution spectrale qu'elle induit.

b) Distribution spectrale du rayonnement de préionisation

L'absorption sélective de la fenêtre d'aluminium s'évalue aisément à l'aide de l'épaisseur "d" de matériau traversée par le rayonnement et des coefficients d'atténuation linéaire $\mu(\epsilon)$ de l'aluminium pour les énergies spectrales ϵ du rayonnement incident. En effet chaque amplitude $I(\epsilon, t)$ de la distribution spectrale incidente est alors atténuée du facteur $A(\epsilon) = \exp(-\mu(\epsilon).d)$.



$$A(\epsilon) = \frac{I(\epsilon, t)}{I_p(\epsilon, t)}$$

Remarque : l'épaisseur de matériau traversée d peut être très supérieure à l'épaisseur de la fenêtre e si l'angle d'incidence des rayons X est élevé. Mais dans la plupart des expériences réalisées, l'angle d'incident est réduit à des valeurs faibles par l'utilisation d'un collimateur de rayons X (cf III.6), et on peut employer l'approximation $d=e$. Le facteur d'atténuation $A(\epsilon)$ est reporté sur la figure III.16, pour une épaisseur de 1 mm d'aluminium correspondant à la fenêtre utilisée.

Ainsi la distribution spectrale de préionisation $I_p(\epsilon, t)$ vérifie à chaque instant t l'équation :

$$I_p(\epsilon, t) = A(\epsilon) \cdot 2 \cdot \frac{P_x(t)}{F} \cdot \frac{1}{\epsilon_0^2(t)} \cdot [\epsilon - \epsilon_0(t)]$$

$$\text{avec } \epsilon_0(t) = e \cdot U_c(t).$$

Les évolutions temporelles de $I_p(\epsilon, t)$ et de $I(\epsilon, t)$ sont représentées sur le diagramme à trois dimensions de la figure III.10.

c) Puissance du rayonnement de préionisation

La puissance $P_x(t)$ du rayonnement de préionisation à l'instant t s'obtient par intégration de la distribution spectrale $I_p(\epsilon, t)$ sur le domaine spectral $[0, \epsilon_0(t)]$.

$$P_x(t) = \int_0^{\epsilon_0} I_p(\epsilon, t) d\epsilon \quad (\text{voir figure III.11.a})$$

Les pertes d'énergie dues à l'absorption de la fenêtre de transmission se calculent par intégration de la différence des puissances incidente et transmise (voir figure III.11) sur la durée de l'impulsion X . Dans le cas particulier étudié, et pour une fenêtre d'aluminium de 1 mm d'épaisseur, ces pertes s'élèvent à 75 % de l'énergie incidente.

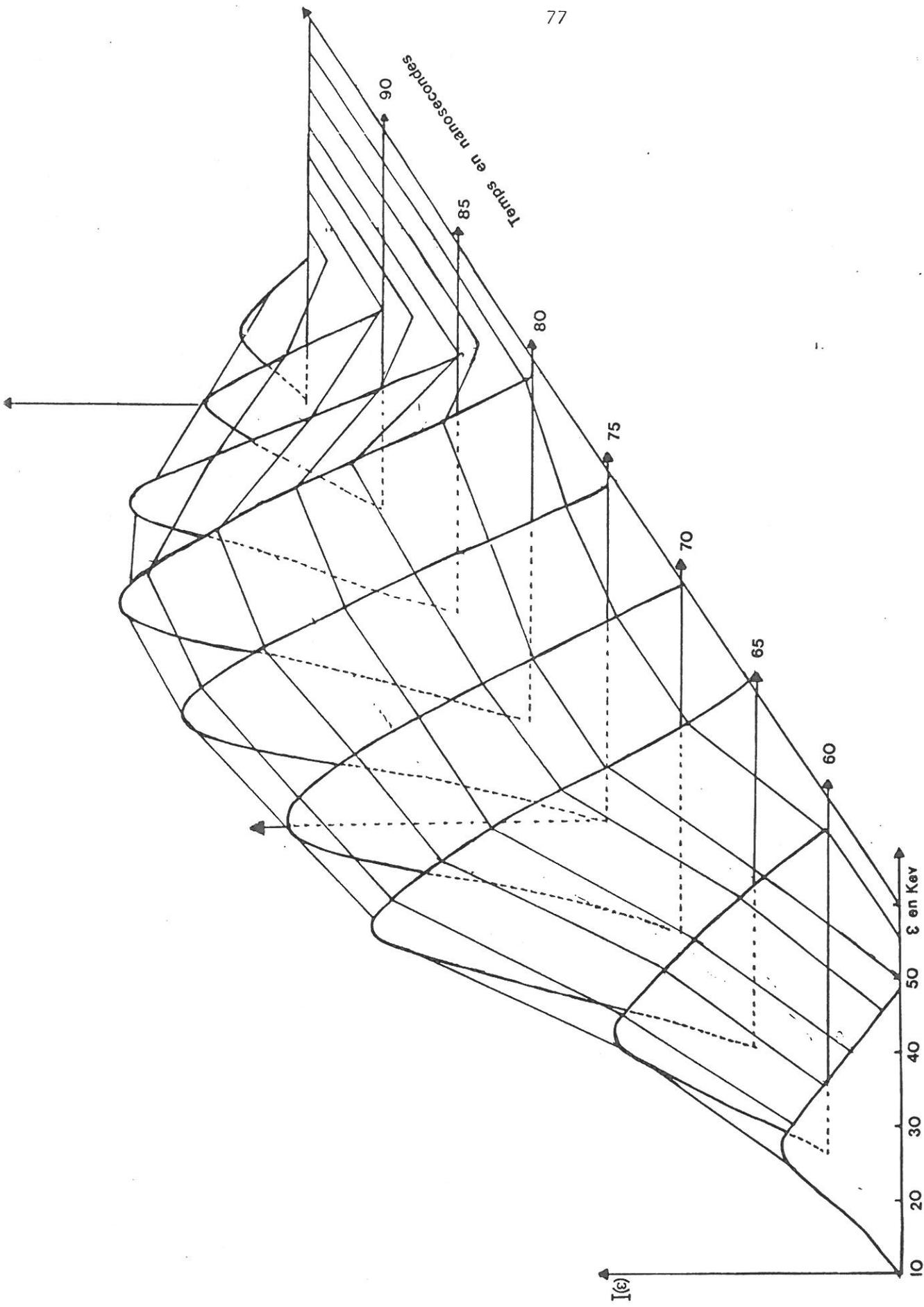


Figure III.10.a - Variation temporelle de la distribution spectrale.

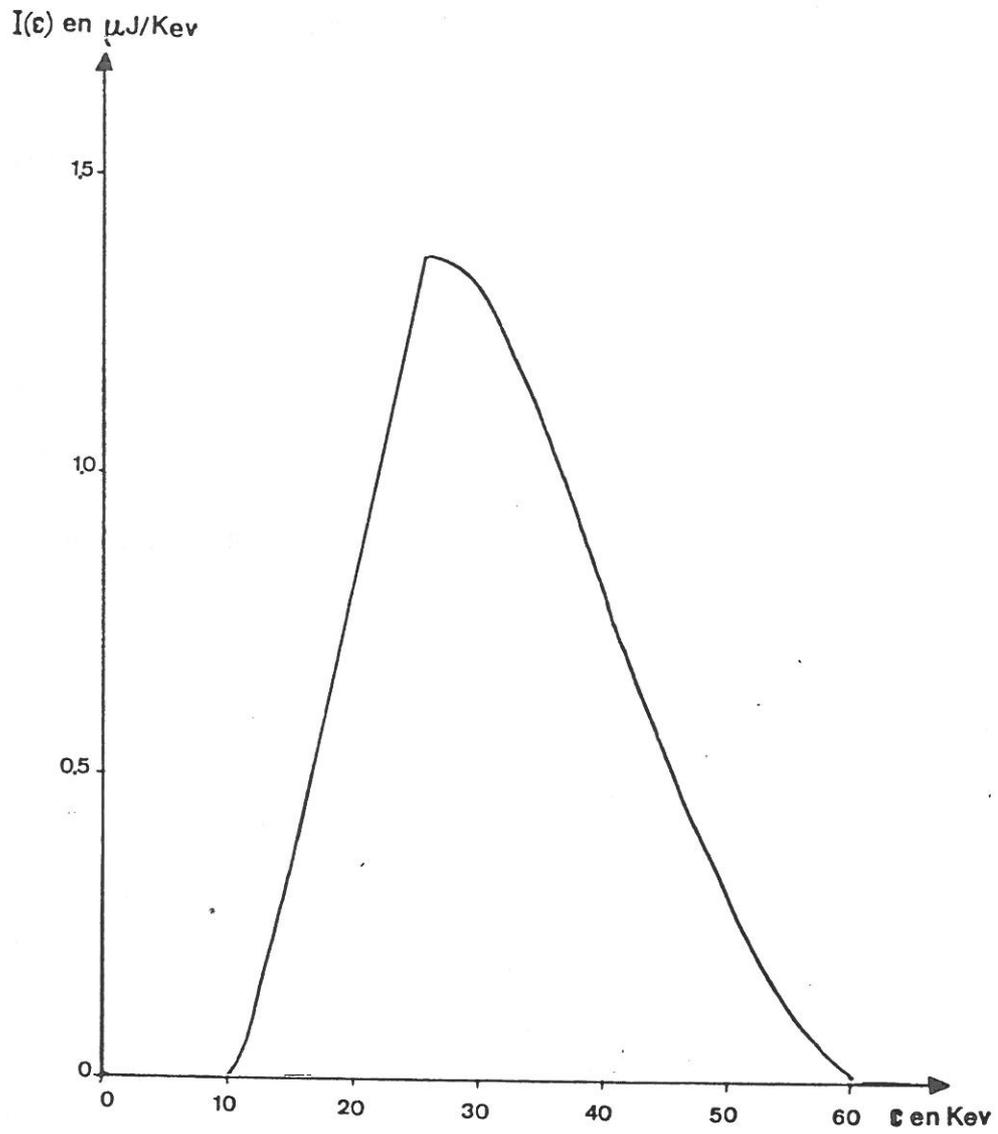


Figure III.10.b - Distribution spectrale totale

d) Distribution spectrale totale - Énergie du rayonnement de préionisation

Les tests de densitométrie que nous utiliserons ultérieurement ne sont sensibles qu'aux caractéristiques du rayonnement X intégrées sur la durée de l'impulsion X.

La distribution spectrale totale $I(\epsilon)$ se déduit par simple intégration

temporelle du terme $I_p(\epsilon, t)$: $I(\epsilon) = \int_0^{t_3} I_p(\epsilon, t) dt$ (voir figure III.10), tandis que l'énergie de l'impulsion de préionisation se calcule indifféremment à l'aide d'une des deux intégrales suivantes :

$$\int_0^{t_3} P_x(t) \cdot dt \quad \text{et} \quad W_x = \int_0^{\epsilon_0} I(\epsilon) \cdot d\epsilon .$$

L'énergie totale W_x du rayonnement de préionisation ainsi obtenue est de 50 μJ , soit, par unité surface de la fenêtre de transmission 1 $\mu J/cm^2$.

III.5 - VERIFICATIONS DE LA PUISSANCE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION

Le montage utilisé comprend : un scintillateur (NE 102 de Nuclear Entreprise), une photodiode à vide (UV HC 20 de RTC), un oscilloscope rapide. Le scintillateur de forme cylindrique est disposé parallèlement à la source de rayons X.

Le signal lumineux émis par le scintillateur lors de son exposition au rayonnement X constitue le signal d'entrée de la photodiode connectée à l'oscilloscope rapide (voir figure III.11 ci-après).

Toutefois, en raison de la faible amplitude du signal recueilli et des parasites émis par le canon X, quelques précautions supplémentaires doivent être prises.

Le scintillateur est recouvert d'une peinture spéciale (NE 560) transparente aux rayons X incidents et qui réfléchit le rayonnement émis par le scintillateur ; on évite ainsi les pertes par réfraction sur la surface du scintillateur. La section du scintillateur en contact optique avec l'entrée de la photodiode est polie. Enfin l'ensemble photodiode plus scintillateur ainsi réalisé est blindé au moyen d'une feuille d'aluminium en contact avec la masse de l'oscilloscope.

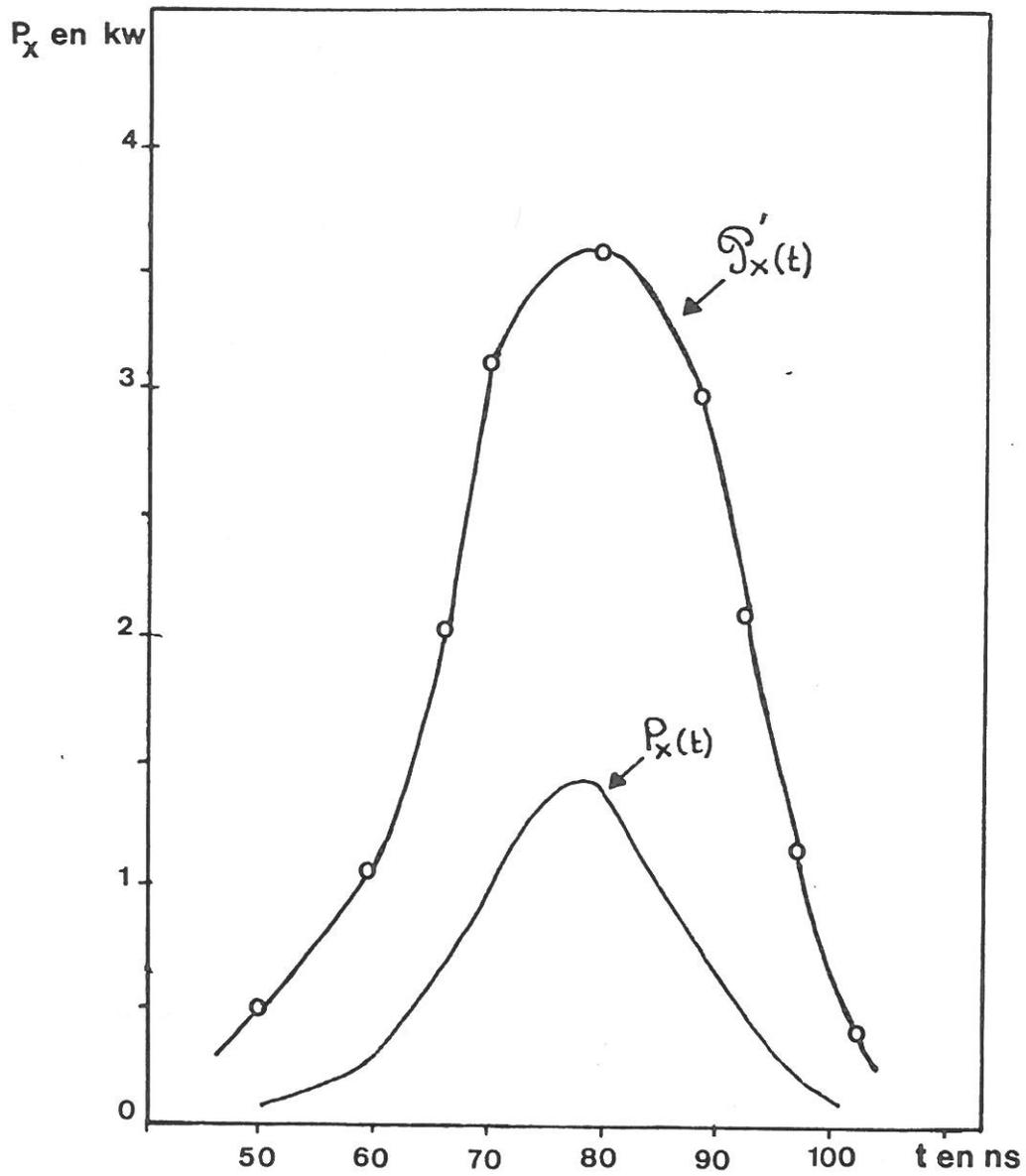


Figure III.11 - Courbe des puissances incidente $P'_x(t)$ et transmise $P_x(t)$.

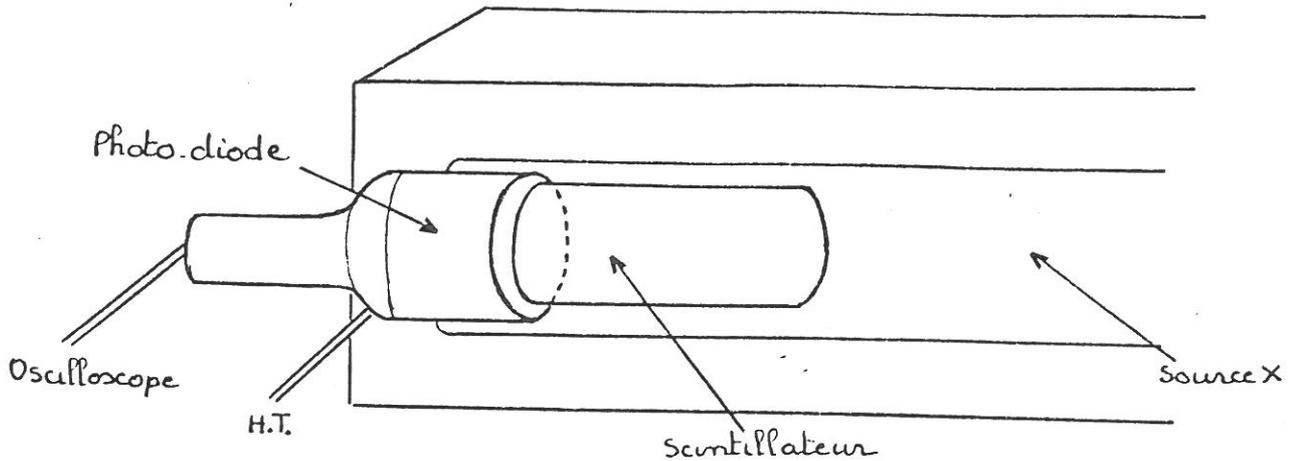


Figure III-12

Le signal $U_p(t)$ fourni par la photodiode est simultanément mesuré avec les paramètres d'entrée $U_c(t)$ et $i_c(t)$ du canon X. La courbe $U_p(t)$ peut ainsi, après renormalisation, être comparée à la puissance $P_x(t)$ du rayonnement de préionisation sans déphasage arbitraire (voir figure III.13). La concordance des deux courbes est très satisfaisante mais seule la comparaison des fronts de montée et de descente est vraiment significative. En effet le scintillateur absorbe préférentiellement les rayons X basses énergies ($\epsilon < 30$ keV) ; or le canon X émet exclusivement des rayons X "mous" au début et à la fin de l'impulsion X.

Les fronts de montée et de descente du signal $U_p(t)$ sont donc caractéristiques de la forme réelle de la puissance X alors que l'amplitude maximum de $U_p(t)$ décrit uniquement la portion de rayons X mous effectivement absorbée par le scintillateur à cet instant.

III.6 - VERIFICATION DE LA FORME SPECTRALE TOTALE ET DE L'ENERGIE DU RAYONNEMENT DE PREIONISATION

III.6.1 - Introduction

Nous utiliserons pour ces vérifications des tests originaux basés sur la densitométrie de films sensibles à l'énergie spectrale des rayons X. Ce type de mesures n'étant pas d'usage très courant, nous en rappellerons les principes élémentaires.

Nous procéderons ensuite en deux étapes :

PUISSANCE DU RAYONNEMENT X

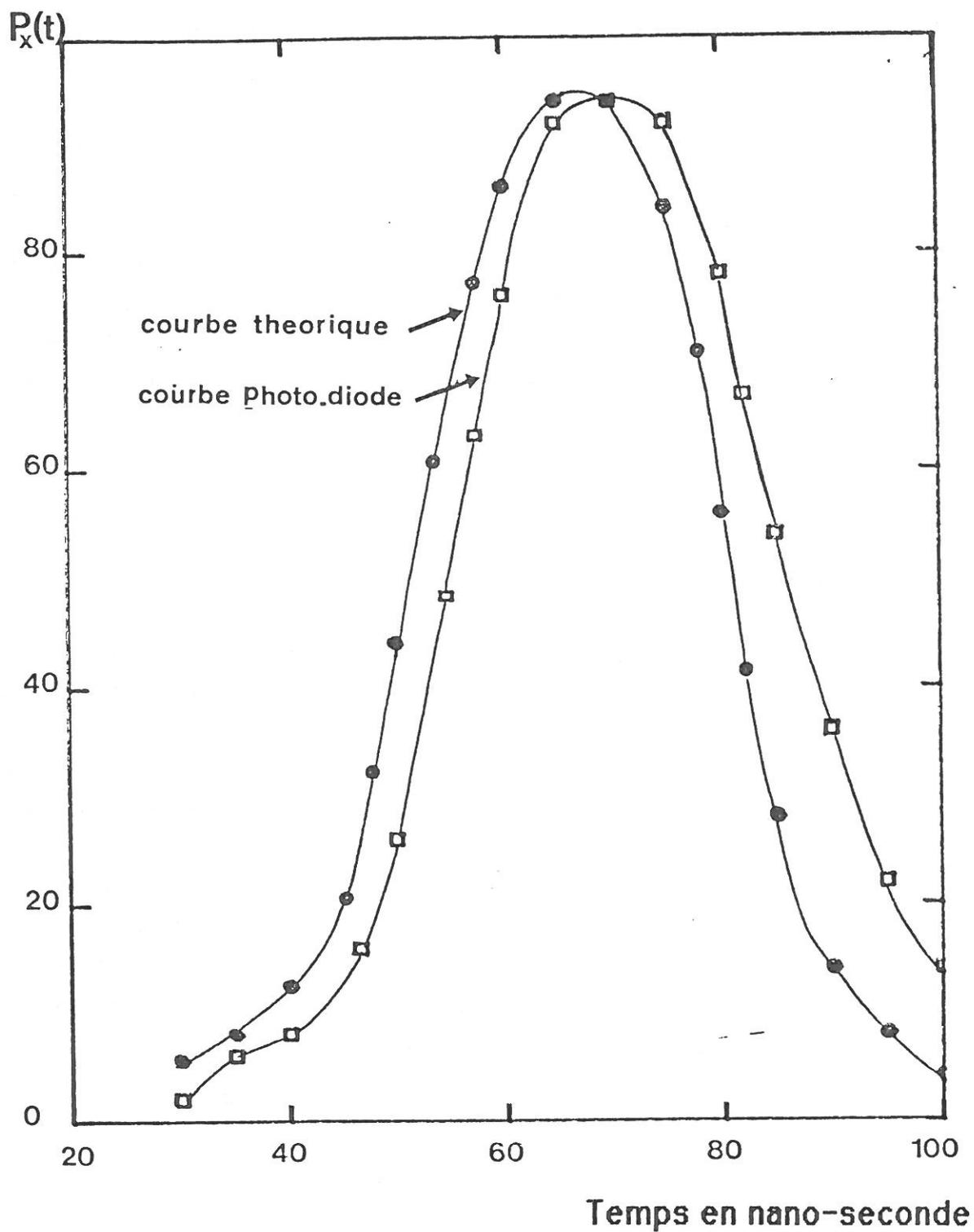


Figure M.13

Dans un premier temps, nous établirons puis comparerons deux courbes d'étalonnage différentes d'une pellicule sensible aux rayons X. L'une des courbes d'origine expérimentale s'obtient par exposition directe de la pellicule au rayonnement de préionisation ; la deuxième courbe, purement théorique, se calcule en utilisant conjointement les propriétés de la pellicule et les caractéristiques calculées du rayonnement de préionisation.

La comparaison des deux courbes permet de statuer sur la vraisemblance des caractéristiques $I(\epsilon)$ et W_X .

Dans un deuxième temps, nous employerons l'absorption sélective de filtres pour déformer les caractéristiques du rayonnement de préionisation et ce, afin de prouver l'efficacité du test des courbes d'étalonnage et de déterminer sa sensibilité à l'énergie et à la forme spectrale du rayonnement X.

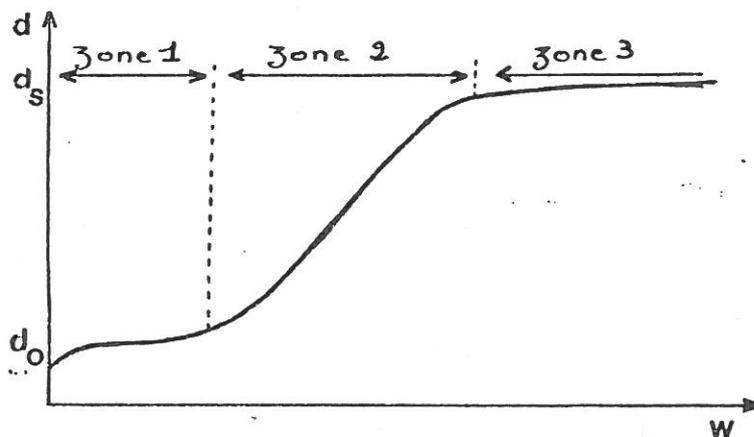
III.6.2 - Rappels : Densitométrie - photographie X

a) Densitométrie

Différentes sources de radioactivité (rayons X, rayons γ ...) peuvent impressionner les pellicules photographiques au même titre que la lumière.

Le noircissement apparu au développement d'un film exposé se caractérise par sa transmission lumineuse T et se mesure en densité optique avec $d = \text{Log}(1/T)$ à l'aide d'un densitomètre.

La densité d'une pellicule ordinaire exposée à la lumière visible n'est fonction que de l'énergie W reçue par la pellicule. (On suppose les temps de pose petits et la loi de réciprocité vérifiée). La loi de réponse en densité $d = f(\text{Log } W)$ d'une pellicule, a généralement l'aspect suivant.



On y distingue trois zones importantes :

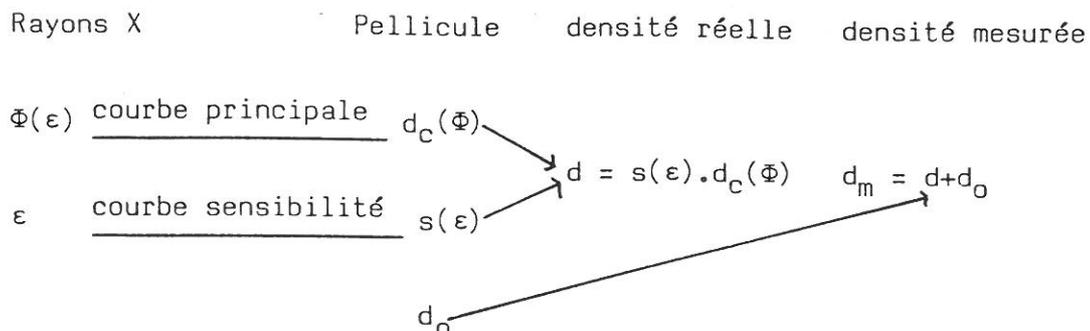
- une zone, limitée par l'énergie minimum W_0 nécessaire pour impressionner le film, où la densité est constante et égale à la densité d_0 du voile. Le voile correspond à l'opacité résiduelle d'un film non exposé.
- une zone linéaire dont la pente notée " γ " est caractéristique de la réponse du film. Le γ varie peu avec la fréquence de la lumière.
- une zone dite de saturation où la densité atteint une valeur maximum et ne varie plus suivant W .

b) Photographie X [54,57]

Certains films spécifiques, tels "No-Screen" et "Direct exposure" de Kodak, exposés à des rayons X de la gamme spectrale [10 keV - 60 keV], ont un comportement différent de celui que nous venons de décrire. En effet le γ de ces films est fortement dépendant de l'énergie spectrale ϵ du rayonnement X utilisé, et la réponse en densité du film devient une fonction de l'énergie et de la forme spectrale du rayonnement X incident. On représente cette double dépendance, de la réponse en densité d'un film donné, par deux courbes caractéristiques :

- La première, la "courbe principale" peut être assimilée à la loi de réponse d'un film ordinaire, elle associe à un flux de photons Φ du rayonnement la densité calibrée d_c .
- La deuxième courbe représente la sensibilité spectrale du film. Elle donne le facteur correctif $s(\epsilon)$ reliant la densité réelle d à la densité calibrée d_c suivant l'énergie spectrale ϵ du rayonnement incident. La densité mesurée d_m est égale à la densité réelle " d " augmentée de la densité du voile.

Les deux courbes caractéristiques de la pellicule No Screen sont représentées sur la figure III.14 et on peut résumer leur mode d'utilisation au diagramme suivant :



III.6.3 - Test des courbes d'étalonnage

a) Principe du test

Si on expose la pellicule "No-Screen" à n impulsions identiques du rayonnement de préionisation d'énergie W_X , la courbe d'étalonnage $d(n) = f(\text{Log } n \cdot W_X)$, que l'on obtient en faisant varier n , décrit la loi de réponse en densité du film. Cette courbe est fonction de l'énergie W_X et de la distribution spectrale du rayonnement de préionisation (cf III.5.2), mais représentée en échelle semi-logarithmique, sa forme ne dépend plus que du spectre du rayonnement.

Les courbes d'étalonnage en densité associées à deux impulsions X de même forme spectrale mais d'énergies W_1 et W_2 différentes, ont des formes identiques mais sont translatées l'une de l'autre d'une distance d égale au logarithme du rapport des énergies W_1 et W_2 . Ainsi la comparaison des deux courbes d'étalonnage expérimentale et théorique que nous allons établir, nous permettra de confronter les distributions spectrales réelle et calculée du rayonnement de préionisation, et si les courbes d'étalonnage sont semblables, la translation nécessaire pour les amener en coïncidence nous fournira le rapport reliant l'énergie réelle de l'impulsion X à l'énergie calculée W_X .

b) Courbe d'étalonnage expérimentale

Les courbes de tension et de courant $U_c(t)$ et $i_c(t)$ d'alimentation du canon X, sont reproductibles d'un tir à l'autre ; il semble donc légitime d'en conclure que les caractéristiques du rayonnement restent semblables d'une impulsion sur l'autre dans ces conditions.

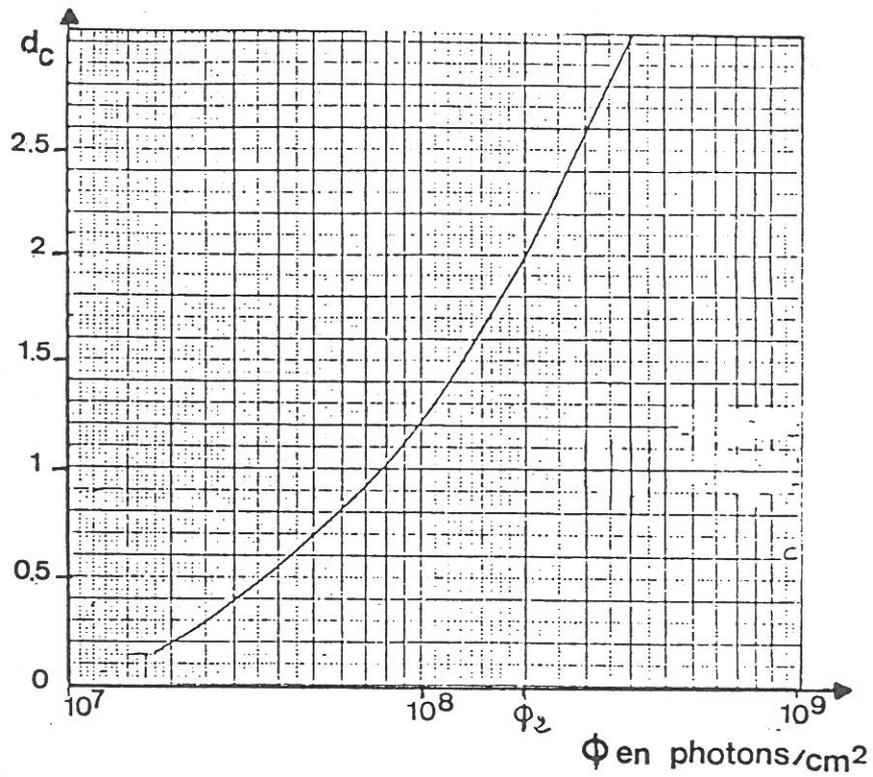


Figure III.14.a - Courbe principale de la pellicule No-Screen.

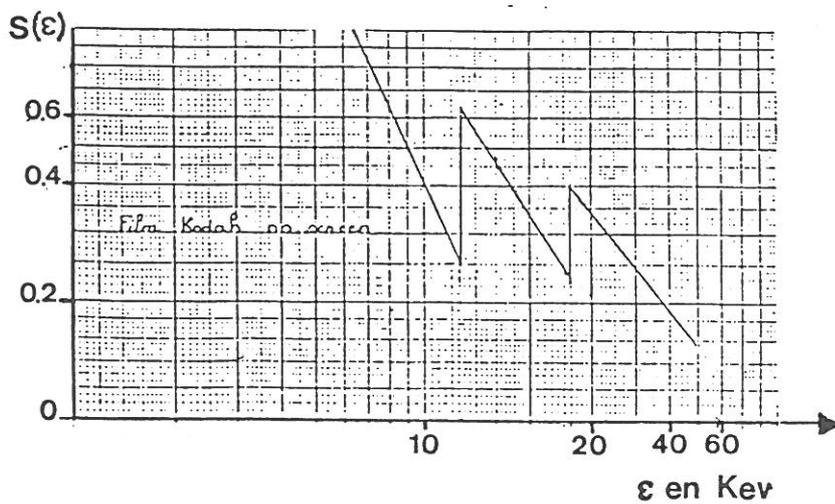


Figure III.14.b - Courbe de sensibilité de la pellicule No-Screen.

On interpose un masque de plomb entre la pellicule "No-Screen" et la fenêtre de transmission des rayons X. Ce masque de plomb est déplacé d'une même longueur entre chaque tir. Les portions de pellicule ainsi définies sont exposées à des énergies multiples de W_x , W_x étant l'énergie rayonnée durant une impulsion sur 1 cm^2 de la fenêtre d'aluminium.

L'analyse de la pellicule, après développement, permet d'établir la courbe d'étalonnage expérimentale $d = f(\text{Log } W_x)$, l'incertitude des densités est estimée à 0,1 d et on choisit pour la représentation de cette courbe une valeur de W_x égale à la valeur théorique $W_x = 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (voir figure III.15).

c) Courbe d'étalonnage théorique

La courbe principale de la pellicule "No-Screen" comporte une zone limitée par le flux Φ_2 où la densité calibrée est proportionnelle au flux (voir figure III.14). La densité de $d = d_c(\Phi) \cdot s(\epsilon) = a \cdot \Phi_\epsilon \cdot s(\epsilon)$ résultant d'un flux $\Phi_\epsilon < \Phi_2$ de photons d'énergie ϵ , est égale à la somme des densités d_j que l'on obtiendrait en morcelant le flux Φ_ϵ en portion Φ_j avec $\Phi_\epsilon = \sum_j \Phi_j$ puisque $d = a \Phi_\epsilon \cdot s(\epsilon) = (\sum_j a \Phi_j(\epsilon)) s(\epsilon) = \sum_j d_j$.

Nous supposons que cette relation reste vraie si les contributions Φ_j au flux total $\Phi < \Phi_2$ correspondent à des énergies spectrales ϵ_j différentes, ainsi :

$$\text{pour } \Phi < \Phi_2 \quad d = \sum_j a \cdot \Phi_j \cdot s(\epsilon_j) \quad \text{avec } \Phi = \sum_j \Phi_j$$

On note $\Phi'(\epsilon)$, le flux associé à la distribution spectrale $I'(\epsilon)$, défini par la relation $\Phi'(\epsilon) = I'(\epsilon)/(\epsilon \cdot S)$, S étant la surface de la fenêtre de transmission des rayons X ($S = 50 \text{ cm}^2$).

Le domaine spectral $[0, \epsilon_0]$ est divisé en intervalles étroits de largeur $\Delta\epsilon = 3 \text{ keV}$, sur un intervalle d'indice j , $[\epsilon_j - \frac{\Delta\epsilon}{2}, \epsilon_j + \frac{\Delta\epsilon}{2}]$, le flux est considéré constant et égal au flux $\Phi(\epsilon_j)$ du centre de l'intervalle.

Chaque valeur discrète $\Phi(\epsilon_j) = \Phi_j$ du flux apporte une contribution $d_j = a\Phi_j \cdot s(\epsilon_j)$ à la densité totale $d = \sum_j d_j$ résultant du flux total $\Phi = \sum_j \Phi_j$

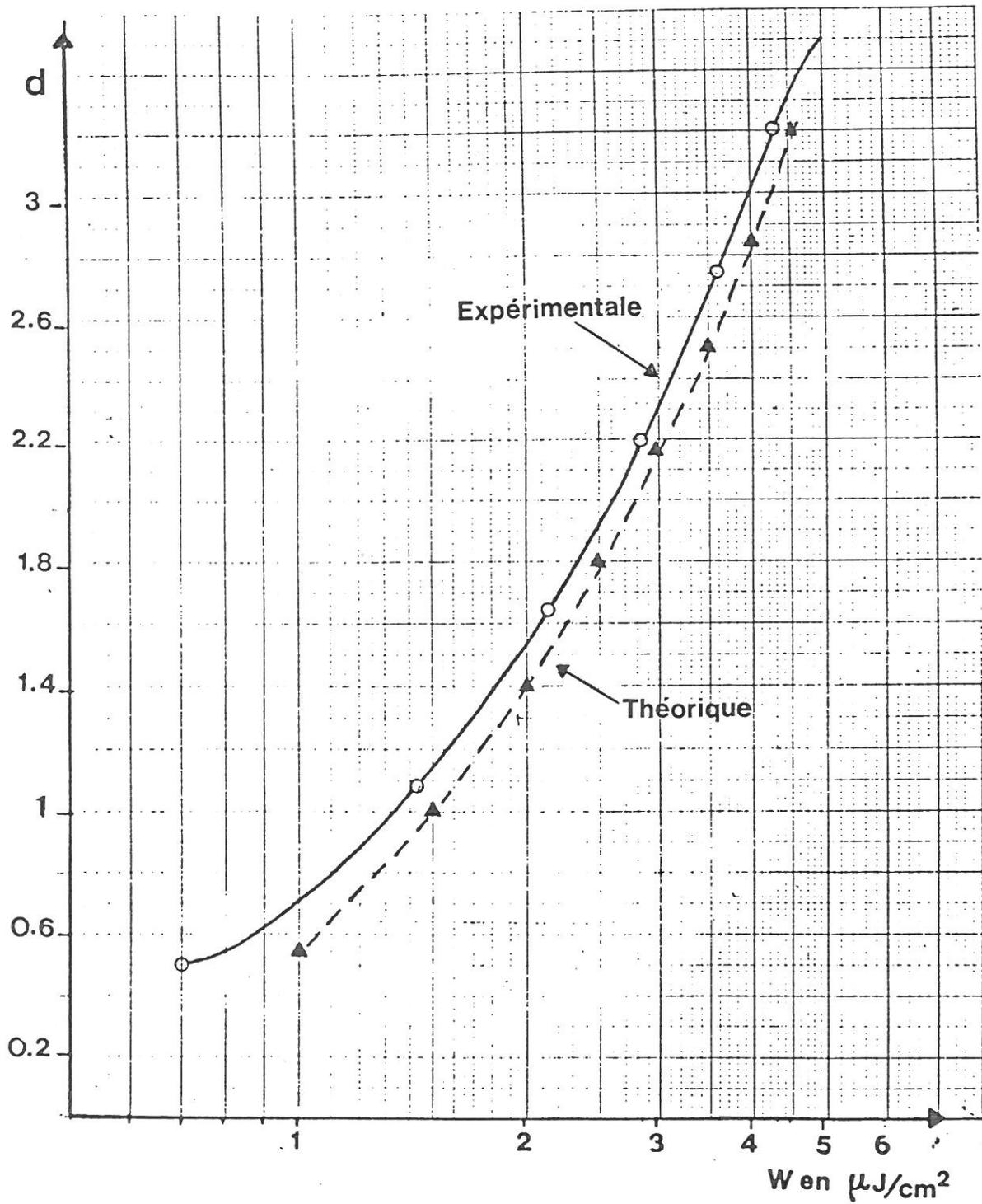


Figure III.15 - Courbes d'étalonnages théorique et expérimental.

transportant l'énergie $W'_x = \int_0^{\epsilon_1} \Phi(\epsilon) \cdot \epsilon \, d\epsilon = \sum_j \Phi(\epsilon_j) \cdot \epsilon_j \cdot \Delta\epsilon$.

Ce calcul est effectué pour des multiples et sous-multiples de W'_x jusqu'à l'obtention d'une courbe d'étalonnage $d = f(\log W'_x)$ couvrant la même gamme de densités que la courbe expérimentale.

d) Comparaison des deux courbes d'étalonnage

Les deux courbes obtenues (voir figure III.15) coïncident exactement après une translation de 1/9 de décade. Cette translation détermine le facteur multiplicatif $k = 1,3$ reliant l'énergie calculée $W_x = 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ à l'énergie réelle W_x que l'on évalue ainsi à $0,78 \mu\text{J}/\text{cm}^2$.

Les deux courbes ont une forme identique, les distributions spectrales réelle et théorique sont donc en bon accord dans la limite définie par la sensibilité spectrale de ce test.

III.6.4 - Test des filtres

a) Principe du test

L'efficacité du test des courbes d'étalonnage est essentiellement déterminée par sa sensibilité aux caractéristiques du rayonnement X, et par la concordance entre densités calculées et densités expérimentales.

On étudie ces deux points importants à l'aide de mesures complémentaires de densitométrie effectuées sur des rayonnements X différents du rayonnement de préionisation.

Ces différents rayonnements X peuvent être obtenus soit en modifiant les paramètres d'entrée $U_c(t)$ et $i_c(t)$ du canon X, soit beaucoup plus simplement par filtrage du rayonnement de préionisation.

b) Les filtres

L'appellation "filtre" est en fait très vague, puisque tout matériau traversé par des rayons X absorbe préférentiellement les basses fréquences du rayonnement et constitue un filtre passe haut.

Les métaux usuels sous forme de feuille constituent des filtres pratiques qui permettent de réaliser des atténuations variées. Nous utiliserons cinq filtres métalliques dont deux en aluminium de 1 et 2 mm d'épaisseur et trois en cuivre de 50, 100 et 150 μm d'épaisseur.

Les facteurs d'atténuation $A(\epsilon)$ de ces cinq filtres ainsi que les formes des distributions spectrales, résultant de leur action sur le rayonnement de préionisation, sont représentées sur la figure III.16.

c) Concordance entre densité expérimentale et calculée

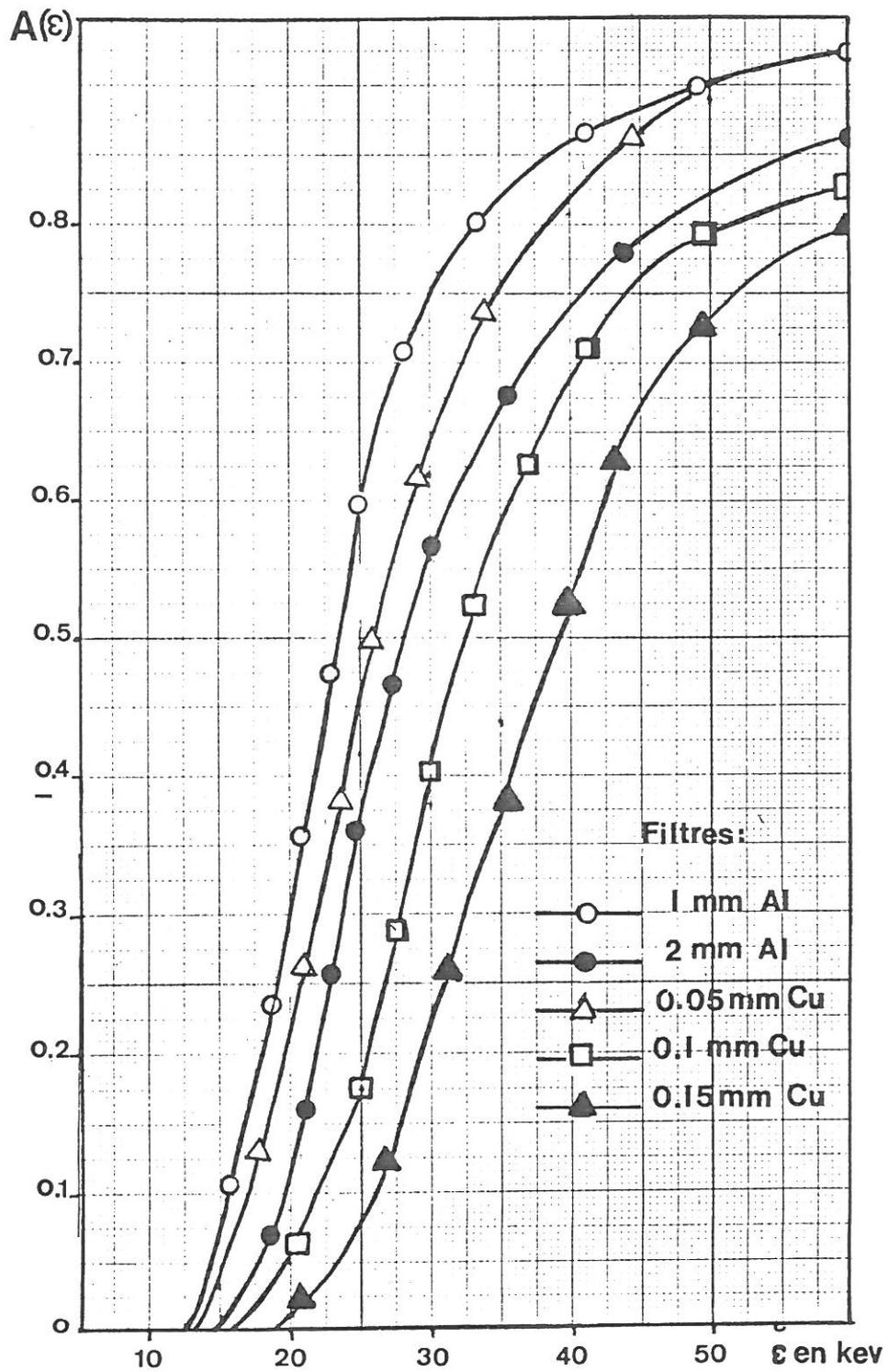
On dispose les différents filtres sur la pellicule "No-Screen" et on expose l'ensemble ainsi constitué à n impulsions de préionisation ($n = 4$ et 6) de telle sorte que les densités résultantes restent dans la zone de validité définie pour les densités calculées ($d < 2,5$).

Les formes spectrales correspondant au rayonnement filtré (voir figure III.17) nous permettent après multiplication des amplitudes par n , d'effectuer les mêmes calculs de densités théoriques que précédemment (cf III.5.3.c).

Les résultats expérimentaux et théoriques ainsi recueillis sont reportés dans le tableau suivant :

Tableau III.2 - Densités atténuées théoriques et mesurées

Filtre	Energies incidentes			
	4 $W' = 3,12 \mu\text{J}/\text{cm}^2$		6 $W' = 4,7 \mu\text{J}/\text{cm}^2$	
	Densités mesurées	Densités calculées	Densités mesurées	Densités calculées
Sans filtre	2,2	2,17	3,15	3
1 mm Al	1,5	1,45	2,4	2,3
2 mm Al	1,2	1,2	2	1,9
50 μm Cu	1,25	1,2	1,75	1,9
100 μm Cu	0,7	0,75	1,35	1,22
150 μm Cu	0,55	0,5	1,05	0,94

Figure III.16 - Facteur d'atténuation $A(\epsilon)$

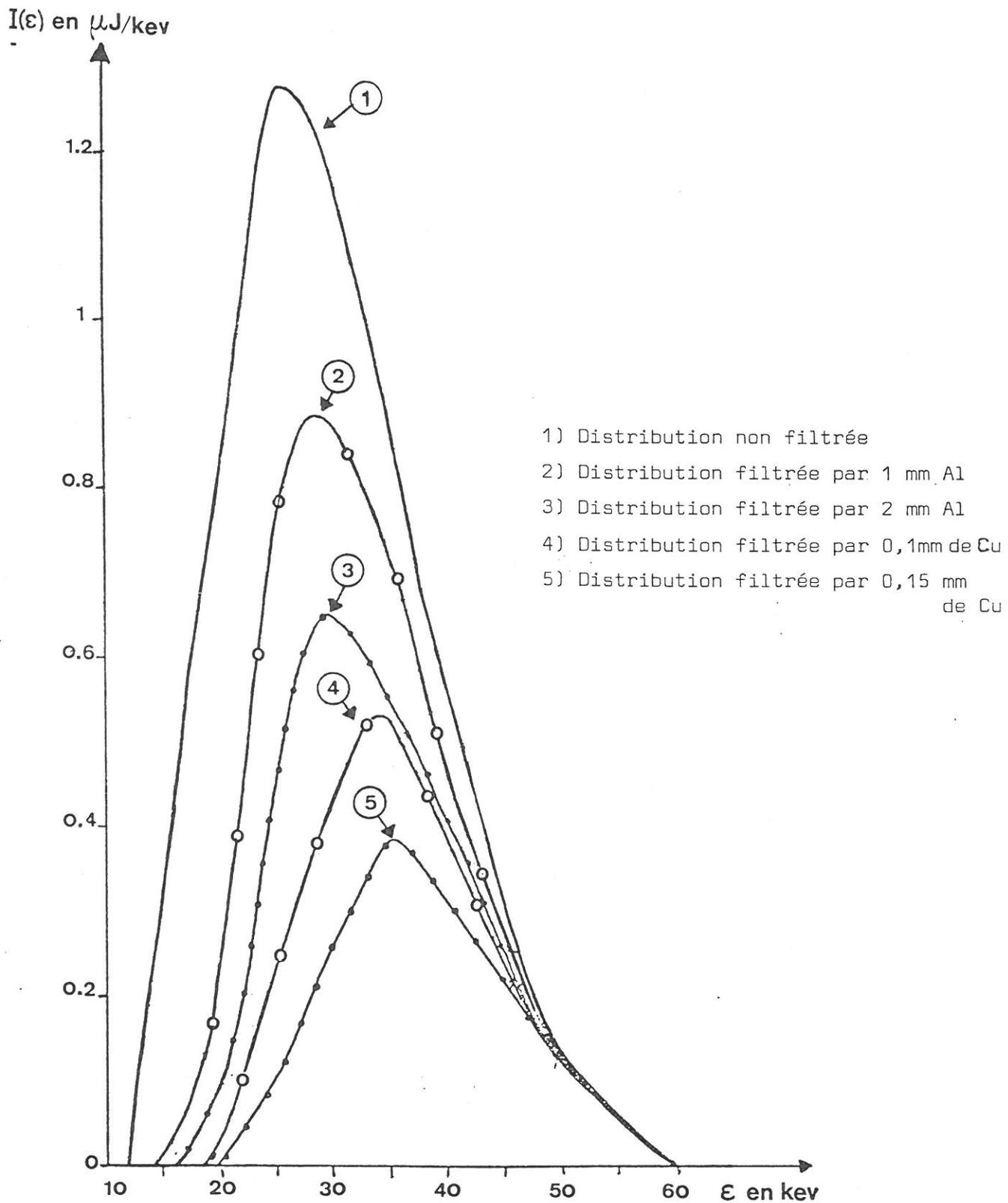


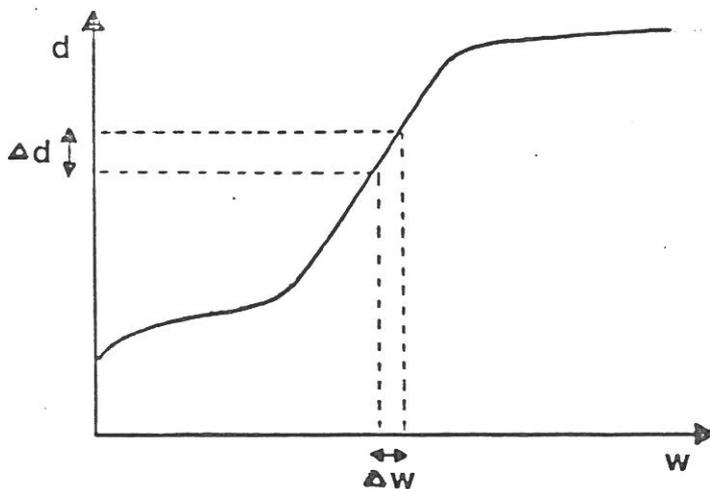
Figure III.17 - Distributions spectrales filtrées.

Pour chaque filtre utilisé, l'écart entre les deux valeurs est inférieur à 10 %, les densités théoriques restent donc en bon accord avec les résultats expérimentaux, pour des rayonnements X différents du rayonnement de préionisation.

c) Sensibilité du test des courbes d'étalonnage à l'énergie W_x et à la forme spectrale du rayonnement X

Incertitude relative de l'énergie W_x :

On représente les courbes d'étalonnage en échelles linéaires afin d'associer à l'incertitude Δd des densités expérimentales, la marge d'erreur ΔW_x de l'énergie W_x . L'incertitude Δd a été évaluée à un dixième d'unité de densité.



$$\begin{aligned}\Delta d &= 0,1 d \\ \Delta W_x &= 0,15 \mu\text{J}/\text{cm}^2 \\ W_x &= 0,78 \mu\text{J}/\text{cm}^2\end{aligned}$$

Figure III.18

L'incertitude relative $\frac{\Delta W_x}{W_x}$ ainsi calculée est de 20 %.

Sensibilité du test des courbes d'étalonnage aux variations de formes spectrales :

Nous assimilerons la marge d'incertitude de la distribution spectrale à la déformation spectrale minimum susceptible de modifier la forme des courbes d'étalonnage.

d) sensibilité du test des courbes d'étalonnage à la forme spectrale du rayonnement X

On effectue de nouvelles mesures d'étalonnage de la pellicule, avec le rayonnement de préionisation filtré, et on note $d_{n,k}$ la densité mesurée avec le filtre k , pour une exposition de n impulsions X . Afin d'obtenir des courbes d'étalonnage correspondant aux différentes formes de distributions spectrales filtrées mais de même norme, on affecte pour abscisse à chaque densité $d_{n,k}$ non pas l'énergie incidente $n W_x$ du rayonnement de préionisation mais l'énergie atténuée $n \cdot W_{x,k}$ effectivement reçue par la pellicule (voir tableau III.3). L'énergie $W_{x,k}$ transmise par le filtre k se calcule par intégration de la distribution spectrale du rayonnement filtré (voir figure III.17).

Les valeurs de $W_{x,k}$ correspondant aux différents filtres utilisés sont consignées dans le tableau suivant :

Tableau III.3 - Energie du rayonnement de préionisation atténué

Filtre	Energie incidente W_x	Energie transmise $W_{x,k}$	% d'énergie transmise
1 mm Al	0,78 μ J	0,54 μ J	70 %
2 mm Al	0,78 μ J	0,41 μ J	52,5 %
50 μ m Cu	0,78 μ J	0,40 μ J	51,2 %
100 μ m Cu	0,78 μ J	0,30 μ J	38,5 %
150 μ m Cu	0,78 μ J	0,94 μ J	12 %

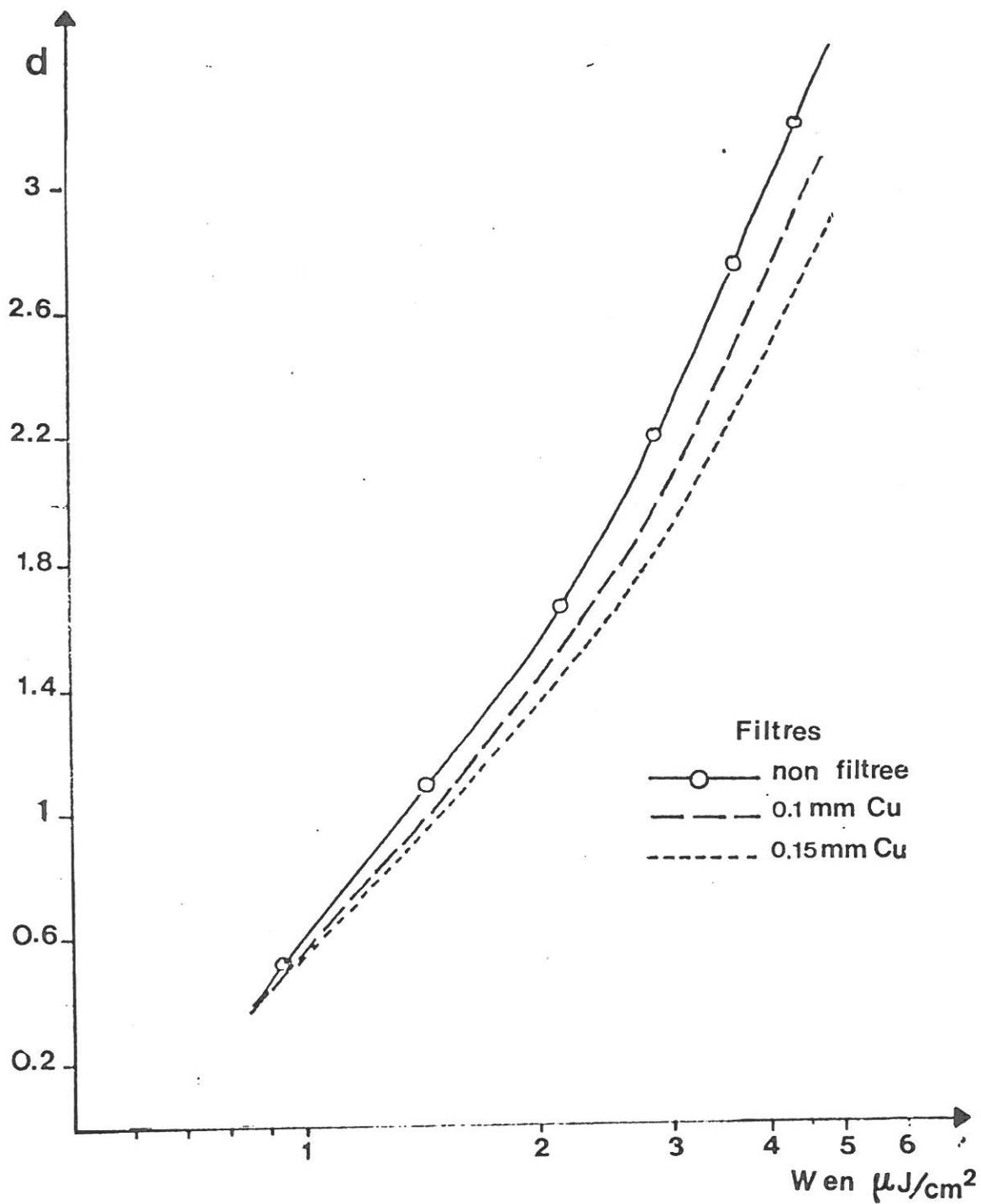


Figure III.19 - Courbes d'étalonnage associées aux différents filtres.

Les courbes ainsi obtenues (voir figure III.19) sont comparées à la courbe d'étalonnage initiale non filtrée. La courbe associée au filtre de 100 μm de cuivre est la première qui se distingue sans équivoque de la courbe de référence. Ainsi la différence observée entre la distribution spectrale de référence et la distribution spectrale (renormalisée à W_x) correspondant à ce filtre, détermine la déformation spectrale limite perceptible par le test des courbes d'étalonnage. Ces deux formes spectrales sont reportées sur la figure III.20 et on définit un taux de déformation par le rapport $\Gamma = \frac{S_T - S_\tau}{S_T}$, S_T et S_τ représentant respectivement la surface totale d'une des deux distributions et la surface commune aux deux courbes.

Ce taux de déformation, caractéristique de la sensibilité spectrale du test des courbes d'étalonnage est ainsi estimé à 20 %.

e) Conclusion

Les tests réalisés sur la puissance, la distribution spectrale totale et l'énergie W_x du rayonnement X, sont très satisfaisants, et valident par extension la méthode de résolution temporelle des caractéristiques du rayonnement. Ainsi à tout couple de courbes tension courant mesuré aux bornes du canon X, on peut associer, par les procédés définis au III.3, les caractéristiques temporelles du rayonnement X.

III.7 - MESURE EXPERIMENTALE DE LA REPARTITION SPATIALE DU RAYONNEMENT X DE PREIONISATION

La répartition spatiale du rayonnement X, émis par la fenêtre de transmission, détermine le volume de gaz préionisé ; il est par conséquent important d'en connaître l'aspect. Les divergences verticale et horizontale des rayons X sont visualisées en disposant des plaques photographiques dans des plans verticaux à différentes distances de la fenêtre de transmission X.

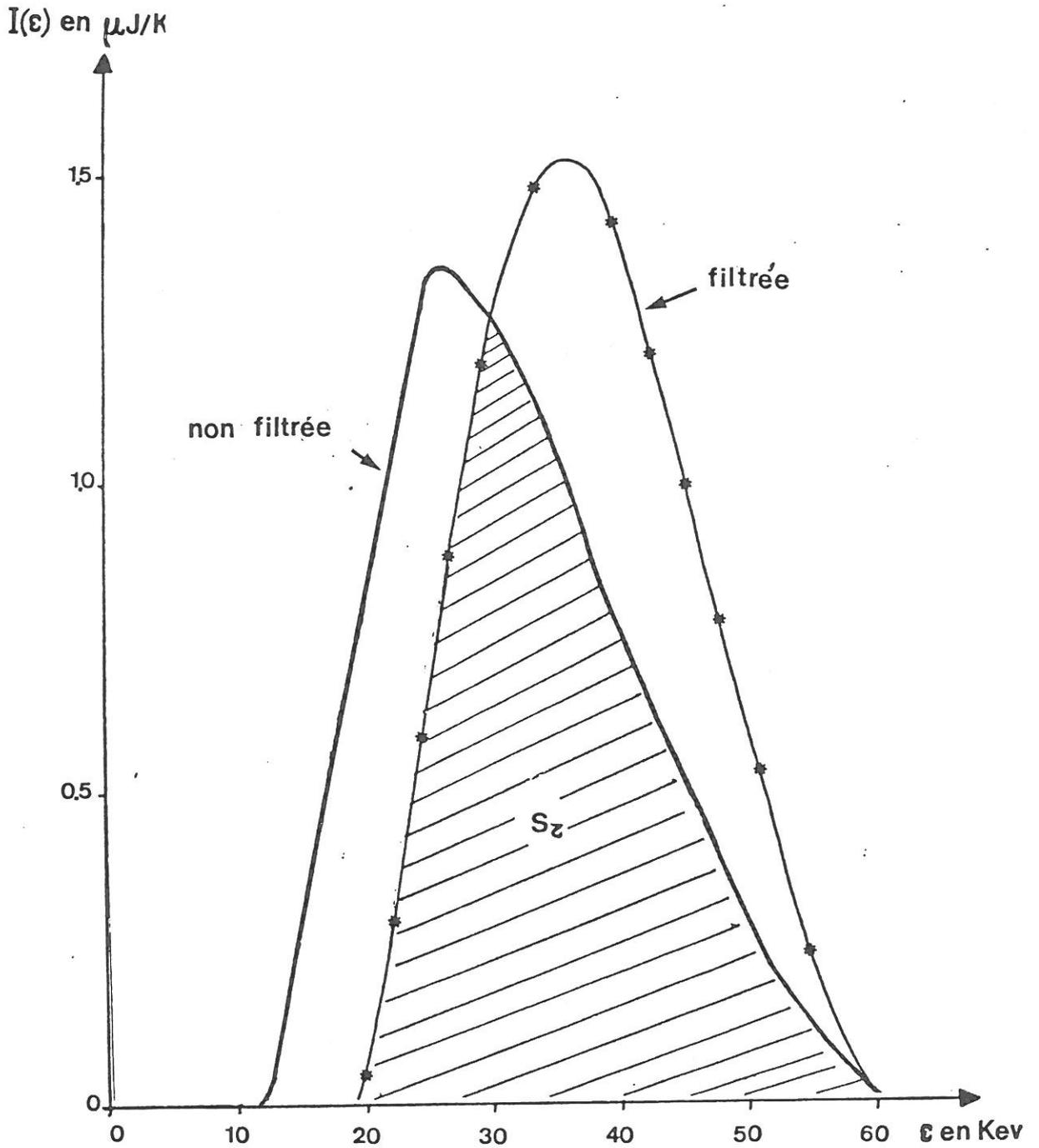
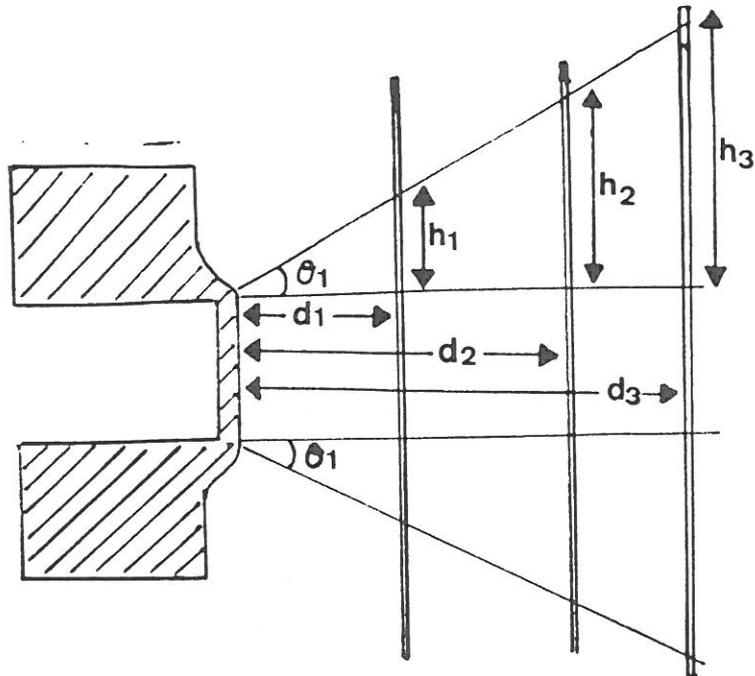


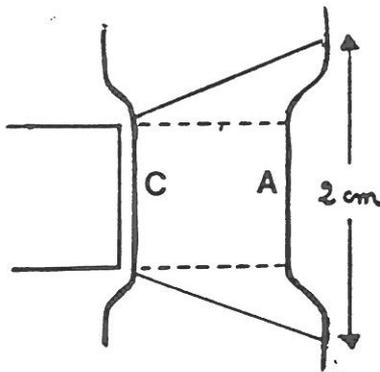
Figure III.20 - Comparaison des distributions spectrales non filtrée et filtrée.



$$\operatorname{tg} \theta_1 = \frac{h_3}{d_3} = \frac{h_2}{d_2} = \frac{h_1}{d_1}$$

Figure III.21

Les angles d'ouverture vertical et horizontal des rayons X sont estimés à 30'' et 40''.



La distance inter-électrodes de la cavité laser étant de 1 cm, le faisceau de rayons X ionise le gaz sur une hauteur de 2 cm, au niveau de l'anode !

Une telle distorsion entre les volumes de décharge et de préionisation n'est a priori pas très favorable au développement d'une décharge homogène, et ce, d'autant moins, que les photoélectrons générés par les rayons X, sont eux-mêmes susceptibles d'ioniser le gaz au-delà de la zone de préionisation. La structure du montage ne permet pas la pose de collimateur X dans la tête laser même, mais la divergence du rayonnement X peut être contrôlée, en réduisant l'angle d'incidence θ_0 (cf III.4) des rayons X dans la cavité précédant la fenêtre de transmission.

Le collimateur est constitué de lames d'acier inoxydable, entrecroisées, introduites dans la cavité (voir figure ci-après).

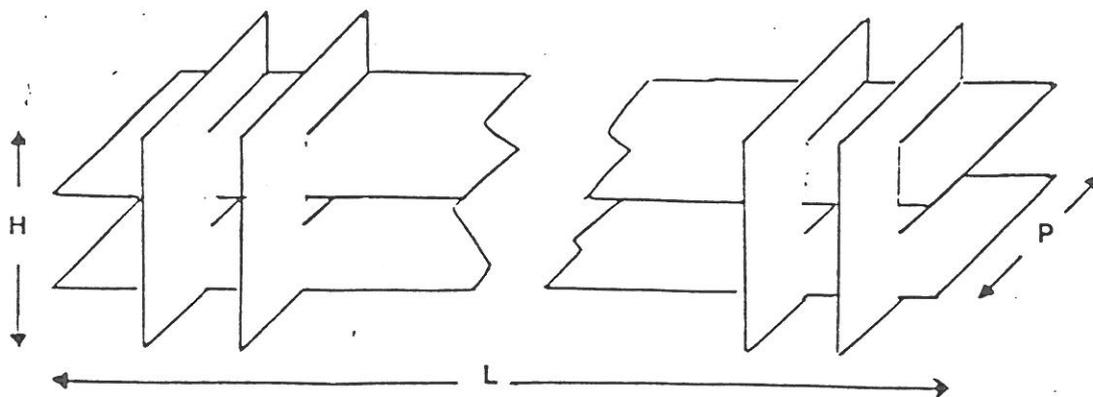


Figure III.22.a - Vue d'ensemble du collimateur.

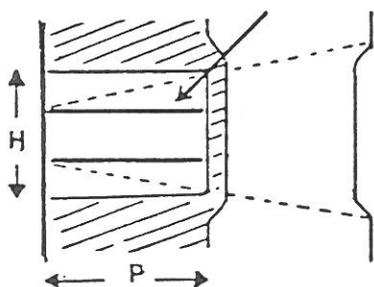
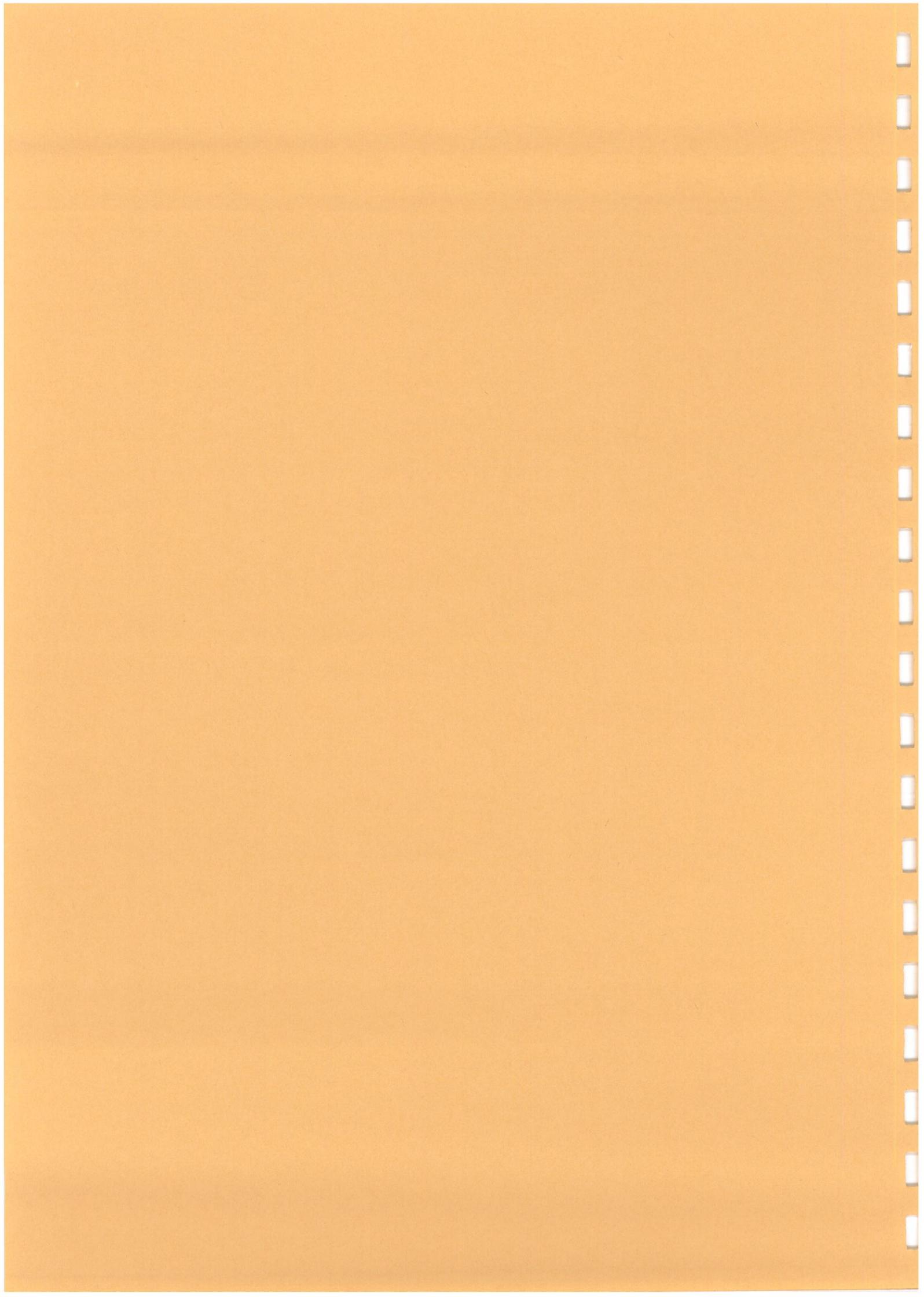


Figure III.22.b - Coupe verticale de la cavité avec le collimateur.

L = longueur de la cavité
 P = profondeur de la cavité
 H = hauteur de la cavité

Ce dispositif limite les angles d'ouverture à 10° et 15° . La hauteur du volume préionisé est ainsi ramenée à 13,5 mm au niveau de l'anode.

Ce collimateur n'affecte pas la forme spectrale du rayonnement de pré-ionisation mais peut absorber, suivant la valeur initiale de l'angle θ_0 , jusqu'à 20 % de l'énergie W_x du rayonnement.



CHAPITRE IV
ETUDE THEORIQUE DU PHOTODECLENCHEMENT

	<u>Pages</u>
IV.1 - INTRODUCTION	99
IV.2 - GENERALITES	101
IV.2.1 - Ordre de grandeur de la densité électronique générée par l'impulsion de rayons X	101
IV.2.2 - Caractéristique du plasma pendant la phase de préionisation	102
IV.2.3 - Influence du champ électrique externe	103
IV.2.4 - Réactions cinétiques - Echelle de temps	103
IV.3 - EQUATIONS DE BOLTZMANN	103
IV.3.1 - Généralités	103
IV.3.2 - Equations d'évolution des espèces présentes dans le plasma	105
IV.4 - EQUATION D'EVOLUTION DES ELECTRONS	107
IV.4.1 - Les collisions élastiques électron-neutre	107
IV.4.2 - Les collisions inélastiques électron-neutre	109
IV.4.3 - Action du champ électrique externe	117
IV.5 - EXPRESSION DU TERME SOURCE DE PHOTO-IONISATION	123
IV.5.1 - Généralités	123
IV.5.2 - Caractéristiques du rayonnement X	123
IV.5.3 - Phénomènes de photo-ionisation	125
IV.5.4 - Processus de photo-ionisation des couches internes	125
IV.5.5 - Effet Auger	128
IV.5.6 - Formulation du terme source	129

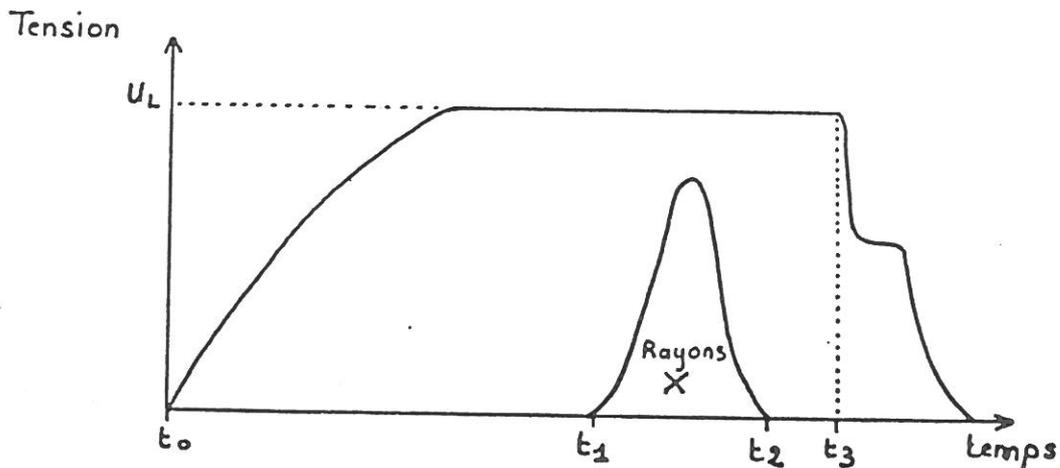
	<u>Pages</u>
IV.6 - TRAITEMENT NUMERIQUE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN	130
IV.6.1 - Généralités	130
a) Rappels	130
b) Méthode de Rockwood	131
IV.6.2 - Discrétisation de la fonction $F(u,t)$	132
IV.6.3 - Décomposition des termes d'interaction	133
IV.6.4 - Résolution de l'équation vectorielle	140

CHAPITRE IV

ETUDE THEORIQUE DU PHOTODECLENCHEMENT

IV.1 - INTRODUCTION

Nous nous proposons d'étudier les processus qui relient la préionisation par rayons X à l'amorçage de la décharge laser à l'instant t_3 .



A l'instant t_0 , on applique aux bornes du laser une tension U_L inférieure à la tension de claquage du gaz.

Pendant l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$, ce gaz est photo-ionisé par une impulsion de rayons X de spectre continu sur l'intervalle $[10\text{keV}, 60\text{keV}]$.

Les photoélectrons ainsi créés déclenchent une cascade de processus cinétiques qui s'effectue en deux étapes :

- La première concerne les processus rapides qui dégradent l'énergie des photoélectrons (de 10keV à 60keV). Les électrons secondaires issus de ces réactions sont thermalisés en des temps très courts.

(Les électrons dits thermalisés ou froids ont une énergie inférieure au seuil d'ionisation des atomes considérés, ils ne peuvent plus provoquer de réactions d'ionisation en chaîne).

On pourrait assimiler le terme source de photo-ionisation à un catalyseur. En effet, les photoélectrons déclenchent une série de processus cinétiques dont ils ne contrôlent pas l'évolution. La cascade de réactions cinétiques, une fois amorcée, acquiert une certaine "autonomie", son développement est régi par des lois qui ne dépendent pas de l'origine des électrons germes.

Les photoélectrons générés ont le même comportement que les électrons primaires d'un faisceau d'électrons fictif. Problème qui a été abondamment traité et dont nous pouvons utiliser les résultats [7].

Cette première étape qui englobe l'effet ionisant des rayons X (Terme source X) et la cascade de processus rapides sera nommée phase de préionisation.

- La seconde étape décrit l'évolution de la population des électrons pour des temps longs. Elle tient compte de tous les processus cinétiques possibles pendant l'intervalle de temps $[t_1, t_3]$. Les électrons froids issus de la première phase s'introduisent en tant que terme source dans le traitement de la deuxième étape.

On appellera "développement de l'avalanche" l'étude de cette deuxième étape.

IV.2 - GENERALITES

Nous allons déterminer les caractéristiques du plasma d'Argon pour des temps courts correspondant à la dégradation des photoélectrons.

Trois espèces de particules seront présentes dans ce plasma :

- . les atomes d'Argon de densité n_0 ou N ,
- . les ions d'Argon de densité n_I ,
- . les électrons de densité n_e .

Les pressions d'Argon utilisées sont de l'ordre de 3 bars, ainsi :

$$n_0 = 8,1 \times 10^{20} \text{ atomes/cm}^3.$$

IV.2.1 - Ordre de grandeur de la densité électronique de préionisation en l'absence de champ électrique

On note W l'énergie moyenne nécessaire pour créer une paire ion-électron dans l'Argon, et W_{abs} l'énergie des rayons X absorbée dans le gaz par cm^3 . ($W = 26,4 \text{ eV}$ [58]).

Le rapport (W_{abs}/W) nous donne une estimation de la densité de préionisation.

Expérimentalement, nous avons évalué à $1 \mu\text{J/cm}^2$ l'énergie X rayonnée sur la source par unité de surface.

Nous choisissons d'effectuer ce calcul pour des rayons X de 20keV.

Cette énergie correspondant au maximum de la fonction de distribution spectrale alors enregistrée (voir figure 3).

Pour cette énergie, le coefficient massique d'absorption de l'Argon [45] est de $\mu/\rho = 10,9/\text{g.cm}^2$. A 3 bars $\rho = 5,357 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, le coefficient d'atténuation linéaire est donc $\mu = 5,84 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$.

L'énergie absorbée par cm^3 s'écrit $W_{\text{abs}} = W_{\text{inc}} (1 - e^{-\mu}) = 3,43 \times 10^{11} \text{ eV}$,

ainsi,

$$n_e = (W_{\text{abs}})/(W) = 1,3 \times 10^{10} \text{ e/cm}^3$$

Remarque

Il a été établi que les densités de préionisation nécessaires à l'obtention d'une décharge homogène sont de l'ordre de 10^7 à 10^{11} électrons par cm^3 [29] [25].

Notre préionisation se situe effectivement dans cette fourchette, mais ce résultat ne peut être très significatif.

En effet, ces normes sont évaluées pour des décharges simplement préionisées, dans notre cas, la décharge étant photo-déclenchée, rien ne nous permet d'affirmer que ces conditions restent valables.

Notre étude se propose justement de définir les critères que doit vérifier la préionisation pour une décharge photo-déclenchée.

IV.2.2 - Caractéristiques du plasma pendant la phase de préionisation

Le taux d'ionisation d'un plasma se caractérise par le rapport :

$$\alpha = \frac{n_e}{n_0 + n_e}$$

D'après les considérations précédentes ($n_0 = 8,1 \times 10^{20} \text{ at/cm}^3$ et $n_e = 1,3 \times 10^{10} \text{ e/cm}^3$). Nous voyons que $\alpha \ll 10^{-10}$, donc nous sommes en présence d'un plasma faiblement ionisé [59].

$$\begin{aligned} n_e &\ll n_0 \\ n_e &= n_i \quad (\text{neutralité électrique}) \\ n_i &\ll n_0 \end{aligned}$$

Les processus collisionnels dominants seront du type atome-atome et atome-électron. On ne prendra pas en compte l'action des ions qui sont très minoritaires et qui, de plus, ont une faible mobilité. Les forces

d'interaction internes au gaz auront donc un faible rayon d'action et les effets collectifs seront négligeables.

IV.2.3 - Influence du champ électrique externe

Le champ électrique externe est suffisamment faible (voir V) pour être considéré comme une perturbation du premier ordre ($E/N = 1,4 \times 10^{-16} \text{ V.cm}^2$).

Ce champ qui est supposé perturber uniformément un gaz initialement homogène, n'introduira pas d'inhomogénéités.

IV.2.4 - Réactions de cinétique - Echelle de temps

Rappelons que nous entendons par phase de préionisation, l'étude de la dégradation des photoélectrons.

Ce processus étant supposé très rapide, nous utiliserons une échelle de temps de l'ordre de la dizaine de nanosecondes et nous ne tiendrons compte que des processus cinétiques rapides. La validité de cette hypothèse sera par la suite discutée.

IV.3 - EQUATIONS DE BOLTZMANN [66]

IV.3.1 - Généralités

On note $f_j(\vec{r}, \vec{w}, t)$ la fonction de distribution de l'espèce j , ainsi $f_j(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{r} d\vec{w}$ représente le nombre de particules j (de masse m_j) à l'instant t , ayant un vecteur position compris entre \vec{r} et $\vec{r}+d\vec{r}$ et ayant une vitesse comprise entre \vec{w} et $\vec{w}+d\vec{w}$.

Ainsi $\int f_j(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{r} d\vec{w} = n_j(t)$, $n_j(t)$ étant la densité totale de particules j présentes dans le plasma à l'instant t .

Soit \vec{F} la force résultante indépendante de \vec{w} appliquée à ces particules j .
 A l'instant $t+dt$ on retrouve les particules j du volume élémentaire $d\vec{r}.d\vec{w}$
 dans le volume compris entre $(\vec{r} + \vec{w}dt)$ et $(\vec{r} + \vec{w}dt) + d\vec{r}$ et dans l'espace
 des vitesses entre $(\vec{w} + \vec{F}/m_j.dt)$ et $(\vec{w} + \vec{F}/m_j.dt) + d\vec{w}$.

Pendant dt , des particules j ont pu disparaître ou être générées par suite
 d'interaction, soit :

$$\left(\frac{\partial f_j(\vec{r}, \vec{w}, t)}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \cdot d\vec{r} d\vec{w} dt, \text{ leur nombre.}$$

La conservation de l'espèce j nous permet d'écrire :

$$f_j(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{w} d\vec{r} = f_j(\vec{r} + \vec{w}dt, \vec{w} + \frac{\vec{F}}{m_j} dt, t+dt) \cdot d\vec{r} d\vec{w} + \left(\frac{\partial f_j(\vec{r}, \vec{w}, t)}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \cdot d\vec{r} d\vec{w} dt$$

On divise cette équation membre à membre par $d\vec{w} d\vec{r}$, puis on effectue un
 développement limité en dt .

On obtient ainsi l'équation de Boltzmann suivante :

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \vec{w} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m_j} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{w}} = \left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \quad \text{avec } f_j = f_j(\vec{r}, \vec{w}, t)$$

Le terme $\vec{w} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{r}}$ décrit les phénomènes de diffusion et sera donc négligeable
 dans notre modèle

Le terme $\frac{\vec{F}}{m_j} \cdot \frac{\partial f_j}{\partial \vec{w}}$ traduit le peuplement dû aux effets collectifs ou aux
 forces extérieures sous réserve que celles-ci soient indé-
 pendantes de \vec{w} . Dans notre cas $\vec{F} = q_j \vec{E}$.

Le terme $\left(\frac{\partial f_j}{\partial t} \right)_{\text{interaction}}$ comptabilise les interactions entre les diffé-
 rentes particules présentes dans le gaz.

IV.3.2 - Equations d'évolution des espèces présentes dans le plasma

On associe aux trois types de particules présentes dans le plasma les trois fonctions de distribution suivantes : F_0 pour les neutres, f pour les électrons, F_I pour les ions.

a) Fonction de distribution des neutres

$$F_0 = F_0(w, t)$$

M_0 = masse d'un atome d'Argon.

Nous avons précédemment démontré que F_0 vérifie une équation de la forme :

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} + \vec{w}_0 \cdot \frac{\partial F_0}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{M_0} \cdot \frac{\partial F_0}{\partial \vec{w}_0} = \left(\frac{\partial F_0}{\partial t} \right)_{\text{interaction}}$$

Le gaz étant faiblement ionisé, les interactions dominantes pour les neutres sont du type atome-atome et on posera :

$$C_{00} = \left(\frac{\partial F_0}{\partial t} \right)_{\text{interaction}}$$

L'indice "0" représente les neutres.

D'autre part compte tenu de l'échelle de temps sur laquelle nous travaillons, le terme de diffusion $(\vec{w}_0 \cdot \frac{\partial F_0}{\partial \vec{r}})$ ne sera pas pris en considération et la force extérieure F étant une force électrique, son action sera nulle sur les neutres ($\vec{F} = \vec{0}$).

L'équation se réduit à :

$$\frac{\partial F_0}{\partial t} = C_{00} \quad [5]$$

Les neutres se comportent comme un gaz d'atomes indépendants, en interaction avec les parois. Un régime stationnaire s'établit et F_0 devient une maxwellienne de température T_0 .

$$F_{00}(w_0) = n_0 \left(\frac{m_0}{2\pi k T_0} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_0 w_0^2}{2k T_0}}$$

b) Equation d'évolution des électrons

On note $f = f_e(\vec{r}, \vec{w}, t)$ la fonction de distribution électronique, son évolution est régie par l'équation de Boltzmann suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{F}}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \quad \text{avec } \vec{F} = -e\vec{E}$$

Les interactions se décomposent en deux termes très différents : C_{e-N} et $S_x(t)$.

- C_{e-N} décrit les processus collisionnels dominants qui sont du type électron-atome.
- $S_x(t)$ est le terme source dû aux réactions de photo-ionisation par les rayons X .

L'équation peut donc s'écrire :

$$\boxed{C_{e-N} + S_x(t) = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{F}}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{w}}} \quad \text{avec } \vec{F} = -e\vec{E}$$

c) Remarque

Les phénomènes de diffusion étant négligeables, nous ne considérerons plus la dépendance spatiale de f et nous poserons :

$$f(\vec{w}, t) = \frac{1}{V} \int f_e(\vec{r}, \vec{w}, t) d\vec{r} = \text{nombre d'électrons par cm}^3 \text{ ayant une vitesse comprise entre } \vec{w} \text{ et } \vec{w} + d\vec{w} \text{ à l'instant } t.$$

D'autre part, si $f(\vec{w}, t)$ est isotrope on a $d\vec{w} = 4\pi w^2 dw$ et on peut procéder au changement de variable $u = \frac{1}{2} m_e w^2$, u étant l'énergie cinétique de la particule de vitesse \vec{w} .

Le nombre total d'électrons par cm^3 à l'instant t dans le plasma s'écrit :

$$n_e(t) = \int f_e(\vec{w}, t) d\vec{w} = 4\pi \int w^2 f_e(w, t) dw = 4\pi m^{-3/2} \cdot \sqrt{2} \int \sqrt{u} f_e(u, t) du$$

on posera par la suite $f(u,t) = 4\pi m^{-3/2} \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{u} \cdot f_e(u,t)$ ainsi :

$$n_e(t) = \int f(u,t) du$$

Par la suite, on essayera toujours de se ramener à des termes ayant u pour variable afin d'obtenir une équation de Boltzmann décrivant l'évolution de $f(u,t)$.

IV.4 - EQUATION D'EVOLUTION DES ELECTRONS

Nous avons établi la forme de l'équation que vérifie la fonction de distribution électronique :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\vec{F}}{m_e} \cdot \frac{\partial f}{\partial w} = C_{e-N} + S_x(t) \quad \text{avec } f = f_e(u,t)$$

Avant de proposer une méthode de résolution de cette équation, nous allons expliciter chaque terme d'interaction.

Le terme d'interaction électron-neutre C_{e-N} recouvre un grand nombre d'interactions que l'on peut séparer en deux grandes catégories :

- Les collisions élastiques (avec conservation de l'énergie interne du neutre).
- Les collisions inélastiques (ionisation, excitation des atomes d'Argon).

$$C_{e.N} = C_{e-N}^{\text{élast.}} + C_{e-N}^{\text{inel.}}$$

Nous allons étudier l'influence de ces deux types de réactions sur les électrons d'énergie u de la fonction de distribution électronique $f(u,t)$.

IV.4.1 - Les collisions élastiques électron-neutre

Deux grandeurs, l'énergie cinétique et la quantité de mouvement, peuvent s'échanger entre l'électron et l'atome dans ce type de collision. Mais le rapport $\frac{m_e}{m_0}$ (m_0 masse du neutre) étant très petit, les échanges d'énergie cinétique sont très faibles.

a) Modèle du gaz de Lorentz parfait [5]

Le rapport $\frac{m}{m_0}$ est considéré comme nul. Les échanges d'énergie cinétique sont négligés et seules les variations de quantité de mouvement interviennent.

Un opérateur de collision ainsi défini est sans effet sur une fonction de distribution isotrope en vitesse.

En présence d'un terme anisotrope $f_1(u,t)$, l'action de cet opérateur s'écrit :

$$C_{e-N}^{\text{élast}} = - \nu f_1(u,t)$$

ν étant la fréquence de transfert de quantité de mouvement.

Remarque

En réalité, les faibles échanges d'énergie cinétique entre électrons et atomes provoquent un refroidissement du gaz d'électrons.

Ce modèle, qui néglige le processus de refroidissement, prédit, en présence de forces extérieures, un échauffement continu du gaz d'électrons.

L'approximation du gaz de Lorentz parfait ne constitue donc pas un modèle suffisant en présence de champ électrique.

b) Modèle du gaz de Lorentz imparfait

Le rapport $\frac{m}{m_0}$ est, cette fois-ci, considéré comme petit mais non nul. Les échanges d'énergie possibles entre les électrons et les atomes tendent à ramener ces deux gaz vers l'équilibre thermodynamique ($T_e = T_0$).

L'opérateur collision associé à cette correction peut s'exprimer comme un flux d'électrons dans l'espace des vitesses [59] et [66], ou dans l'espace des énergies [6] et [8].

Soit : $-\frac{\partial J_{e-N}}{\partial u}$ ce flux avec :

$$J_{e-N} = \frac{2m_e \cdot n_o}{m_o} \cdot Q_m(u) \cdot \left[f \cdot \left(\frac{KT_o}{2} - u \right) - KT_o \cdot u \frac{\partial f}{\partial u} \right]$$

et : $f = f(u, t)$

$Q_m(u)$: section efficace de transfert de quantité de mouvement.

T_o : température des neutres.

Finalement, le terme d'interaction des collisions élastiques s'écrit :

$$C_{e-N}^{\text{élast}} = -v \cdot f_1(u, t) - \frac{\partial J_{e-N}}{\partial u}$$

IV.4.2 - Les collisions inélastiques électron-neutre

Le processus de peuplement des états excités de l'Argon est un processus lent comparé à l'échelle de temps des processus rapides ($\ll 1$ ns).

Les phénomènes d'ionisation et d'excitation qui constituent les processus inélastiques majoritaires concerneront ici l'atome d'Argon pris dans son état fondamental.

n_o représente donc indifféremment la densité des neutres ou la population du niveau fondamental.

Dans tout ce qui suit, nous nous préoccupons essentiellement de l'évolution des électrons d'énergie u .

a) Excitation du niveau fondamental de l'Argon [60] et [5]

Après l'excitation d'un atome dans l'état d'énergie E_λ , l'électron incident d'énergie u' est diffusé avec l'énergie $u' - E_\lambda$.

Deux types de réactions agissent sur la population des électrons d'énergie u :

- Les réactions qui consomment des électrons incidents d'énergie u et qui contribuent à un terme de perte ($P_{exc}(u)$).
- Les réactions qui diffusent des électrons vers l'énergie u et qui alimentent un terme de gain ($G_{exc}(u)$).

Peuplement de la classe d'énergie u à l'instant t

Un électron incident d'énergie $u' = u + E_\lambda$ peut exciter un atome d'Argon dans l'état E_λ avec la probabilité $w' Q_{exc}^\lambda(u+E_\lambda)$.

$Q_{exc}^\lambda(u+E_\lambda)$ est la section efficace d'excitation de l'état d'énergie E_λ par des électrons d'énergie $u+E_\lambda$.

w' est la vitesse associée à l'énergie $u + E_\lambda$.

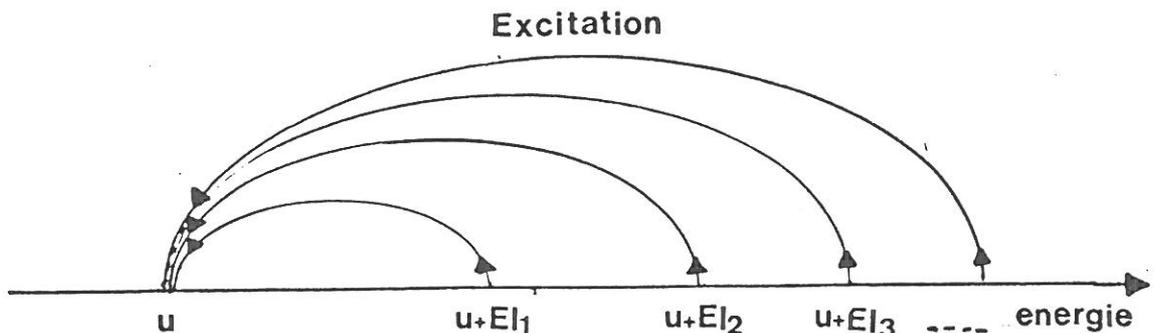
Après collision, l'électron diffusé possède l'énergie u (car $u+E_\lambda - E_\lambda = u$).

Soit $G_{exc}(u)$, la densité d'électrons par unité de temps qui transitent ainsi des classes d'énergie u' vers la classe d'énergie u .

$$G_{exc}(u) = n_0 \sum_{\lambda} w' \cdot Q_{exc}^\lambda(u+E_\lambda) \cdot f(u+E_\lambda) \quad \text{avec } \frac{1}{2}mw'^2 = (u+E_\lambda)$$

La sommation porte sur tous les états excités possibles.

Nous pouvons "illustrer" le terme de gain par le diagramme suivant :



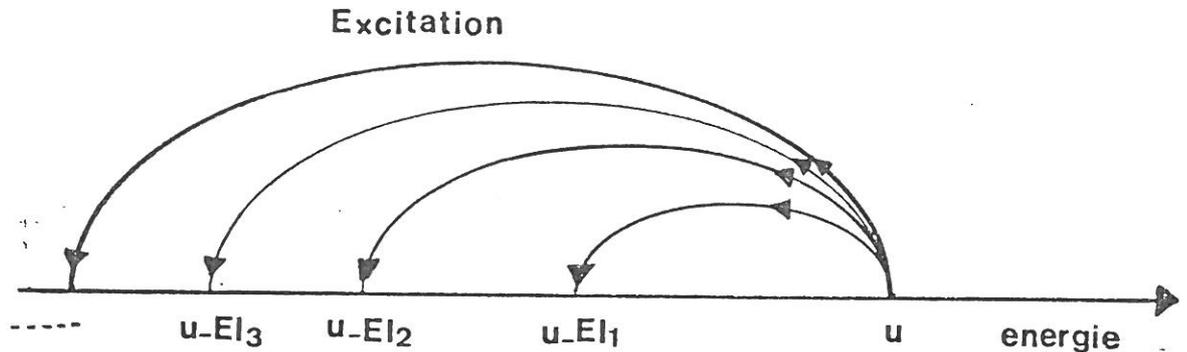
Dépeuplement de la classe d'énergie u

Un électron d'énergie u peut également exciter un atome dans l'état d'énergie E_{ℓ} et être diffusé avec l'énergie $u-E_{\ell}$.

Soit $P_{exc}(u)$ le nombre d'électrons qui quittent ainsi la classe d'énergie u à l'instant t.

$$P_{exc}(u) = n_0 \sum_{\ell} w_{exc}^{\ell'}(u) \cdot f(u,t)$$

La sommation porte sur tous les états excités E_{ℓ} , tels que $u > E_{\ell}$, avec W vitesse associée à l'énergie u.



Ainsi, le terme d'excitation total s'écrit :

$$K_{exc} = G_{exc}(u) + P_{exc}(u) = n_0 \sum_{\ell} w'_{exc}^{\ell}(u+E_{\ell}) - n_0 \sum_{\ell'/u > E_{\ell'}} w_{exc}^{\ell'}(u) \cdot f(u,t)$$

b) Processus d'ionisation [60] et [5]

L'atome d'Argon possède trois couches K, L, M, associées aux valeurs 1, 2, 3 du nombre quantique principal n.

Les électrons de la fonction de distribution peuvent, si leur énergie est suffisante, ioniser ces trois couches par impact électronique.

La figure IV.1 représente les sections efficaces σ_{Ion}^K , σ_{Ion}^L , σ_{Ion}^M , correspondantes. On notera que la section efficace de la couche externe M est dominante [62]. Les seuils de réaction sont déterminés par les potentiels d'ionisation.

Potentiel d'ionisation de la couche interne K	$I_K = 3205 \text{ eV.}$
Potentiel d'ionisation de la couche L	$I_L = 245 \text{ eV.}$
Potentiel d'ionisation de la couche externe M	$I_M = 15,75 \text{ eV.}$

Nous allons maintenant formuler les termes d'ionisation qui agissent sur la population des électrons d'énergie u .

Bilan énergétique de l'ionisation de la couche j

Un électron d'énergie u_i ionise la couche j d'un atome d'Argon. L'électron incident est diffusé avec une énergie u_d tandis qu'un électron secondaire, d'énergie u_e est éjecté de la couche j. (Du fait de l'indiscernabilité des particules après la réaction, par convention on désigne l'électron éjecté celui qui possède la plus petite énergie).

Nous utilisons les notations suivantes :

u_i = énergie de l'électron incident avec $u_i > I_j$;

u_e = énergie de l'électron éjecté ;

u_d = énergie de l'électron diffusé ;

I_j = énergie d'ionisation de la couche j.

La conservation de l'énergie totale nous permet d'écrire :

$$\boxed{u_i = u_d + u_e + I_j} \quad (1)$$

D'autre part, l'électron éjecté ne peut avoir, par définition, une énergie supérieure à celle de l'électron diffusé.

$$(u_e)_{\max} = u_d$$

en reportant dans l'équation (1), il vient :

$$(u_e)_{\max} = (u_i - I_j)/2$$

donc $\boxed{u_e \leq (u_i - I_j)/2} \quad (2)$

Sections efficaces d'ionisation par impact électronique

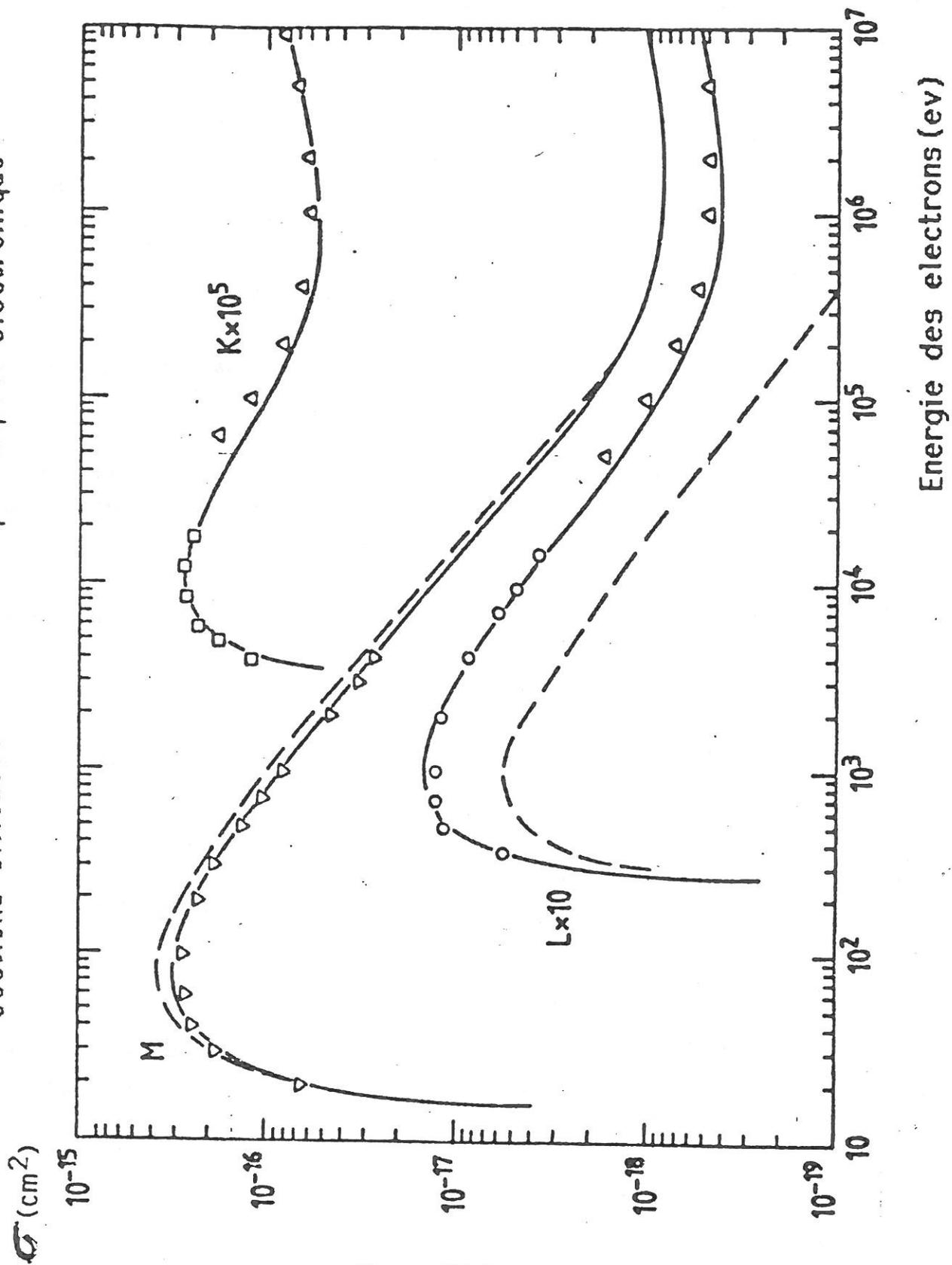


Figure IV.1

L'énergie u_e peut prendre toutes les valeurs comprises entre 0 et $(u_e)_{\max}$; la probabilité d'obtenir une valeur u_e déterminée est proportionnelle à la section efficace différentielle d'ionisation de la couche j qui est notée :

$$Q_{\text{Ion}}^j(u_i, u_e) \quad \text{avec} \quad u_e = u_i - u_d - I_j$$

Si $n^j(u_i, u_e)$ est la densité d'électrons d'énergie u_i qui ionise la couche j à l'instant t en éjectant un électron d'énergie u_e , nous obtenons :

$$n^j(u_i, u_e) = n_0 \cdot w_i \cdot Q_{\text{Ion}}^j(u_i, u_e) \cdot f(u_i, t)$$

On distingue trois termes liés aux réactions d'ionisation et qui agissent sur la population des électrons d'énergie u .

- Le premier terme regroupe les réactions d'ionisation qui utilisent des électrons incidents d'énergie u ($u_i = u$). Leur effet se traduit par un terme de perte ($P_{\text{Ion}}(u)$) du nombre d'électrons d'énergie u .

Toutes les réactions possibles dans ce cas vérifient l'inégalité suivante :

$$u_e \leq (u - I_j)/2$$

Le nombre total d'électrons d'énergie u disparus par ionisation de la couche j s'obtient par intégration de $n^j(u, u_e)$ sur u_e :

$$P_{\text{Ion}}(u) = + \int_0^{(u-I_j)/2} n^j(u, u_e) du_e = + n_0 \int_0^{(u-I_j)/2} w_i \cdot Q_{\text{Ion}}^j(u, u_e) \cdot f(u, t) \cdot du_e$$

avec $\frac{1}{2}mw^2 = u$.

- Le deuxième terme concerne les réactions d'ionisation qui diffusent l'électron incident avec l'énergie u . ($u_d = u$). Ces réactions contribuent à un terme de gain ($G'_{\text{Ion}}(u)$).

Cherchons les valeurs possibles de u_i qui permettent l'égalité $u_d = u$.

L'équation (1) devient $u_i = u + u_e + I_j$. En reportant dans cette équation les valeurs minimum et maximum de u_e (0 et $(u_i - I_j)/2$), on obtient :

$$\begin{aligned}(u_i)_{\max} &= 2u + I_j, \\ (u_i)_{\min} &= u + I_j.\end{aligned}$$

Le nombre total d'électrons diffusés avec l'énergie u s'écrit :

$$G'_{\text{Ion}}(u) = + \int_{u+I_j}^{2u+I_j} n^j(u_i, u_e) du_i = \int_{u+I_j}^{2u+I_j} n_0 w_i Q(u_i, u_i - u - I_j) f(u_i, t) du_i$$

puisque d'après (1) $u_e = u_i - u - I_j$ et $1/2 m w_i^2 = u_i$.

- Le troisième terme recouvre toutes les réactions d'ionisation où l'électron émis possède l'énergie u ($u_e = u$).

On note $G''_{\text{Ion}}(u)$ le terme de gain associé à ces réactions.

L'intégration porte sur la variable u_i , or nous savons que :
 $u_e \leq (u_i - I_j)/2$ et comme $u_e = u$, on en déduit que $u_i \geq 2u + I_j$.

Ainsi, le nombre d'électrons secondaires créés avec l'énergie u s'écrit :

$$G_{\text{Ion}}(u) = \int_{2u+I_j}^{u_{\max}} n(u_i, u) du_i = n_0 \int_{2u+I_j}^{u_{\max}} w_i Q_{\text{Ion}}^j(u_i, u) \cdot f(u_i, t) du_i$$

Finalement, en tenant compte des trois couches K, L et M, le terme d'interaction dû à l'ionisation de l'atome d'Argon prend la forme :

$$K_{\text{Ion}}(u) = \sum_j \left\{ - P_{\text{Ion}}(u) + G'_{\text{Ion}}(u) + G''_{\text{Ion}}(u) \right\}$$

Expression complète du terme d'interaction électron-neutre

$$C_{e-N} = -v.f_1(u,t) - \frac{\partial J_{e-N}}{\partial t} + K_{exc}(u) + K_{Ion}(u)$$

Avec :

- $v.f_1(u,t)$: terme de collision élastique du gaz de Lorentz parfait

- $\frac{\partial J_{e-N}}{\partial t}$: terme de collision élastique du gaz de Lorentz imparfait
avec :

$$J_{e-N} = \frac{2m_e}{m_0} \cdot n_0 \cdot Q_m(u) \cdot [f(u,t) \cdot \left(\frac{KT_0}{2} - u\right) - KT_0 \cdot u \cdot \frac{\partial f(u,t)}{\partial u}]$$

- $K_{exc}(u)$: terme de collision inélastique - Réactions d'excitation.
avec :

$$K_{exc}(u) = n_0 \sum_{\ell} w^{\ell} Q_{exc}^{\ell}(u+E\ell) \cdot f(u+E\ell) - n_0 \sum_{\ell'} w^{\ell'} Q_{exc}^{\ell'}(u) f(u,t)$$

- $K_{Ion}(u)$: terme de collision inélastique - Réactions d'ionisation

$$K_{Ion}(u) = n_0 \sum_j \left[- \int_0^{(u-I_j)/2} w^j Q_{Ion}^j(u, u_e) \cdot f(u,t) du_e + \right. \\ \left. + \int_{u+I_j}^{2u+I_j} w_i^j Q_{Ion}^j(u_i, u_i-u-I_j) f(u_i,t) du_i + \right. \\ \left. + \int_{2u+I_j}^{u_{max}} w_i^j Q_{Ion}^j(u_i, u) \cdot f(u_i,t) \cdot du_i \right]$$

IV.4.3 - Action du champ électrique externe

La présence du champ électrique externe provoque une anisotropie de la fonction de distribution $f(\vec{w}, t)$ de même direction que le champ perturbateur.

Nous noterons z cette direction et \vec{k} le vecteur unitaire associé.

$$\vec{E} = E \vec{k} \quad \vec{F} = -e E \vec{k}$$

Nous examinerons d'abord les caractéristiques de cette perturbation (ordre de grandeur, expression) puis nous étudierons son influence sur la formulation de l'équation de Boltzmann.

a) Ordre de grandeur du champ électrique appliqué

Soit ν la fréquence de collision du processus dominant (transfert de quantité de mouvement) et $\tau = 1/\nu$ le temps de relaxation correspondant.

Le champ peut être considéré comme faible si la variation de vitesse qu'il induit pendant τ est négligeable devant la vitesse thermique moyenne [5].

\bar{v} : vitesse thermique moyenne,

\bar{u} : énergie thermique moyenne,

$\tau = (1/N\nu\sigma)$: temps de relaxation,

$a = (eE)/m$: accélération due au champ,

$(a.\tau)/\bar{v}$: rapport de la variation de vitesse pendant τ par la vitesse thermique.

Nous allons évaluer le rapport $(a.\tau)/\bar{v}$ pour deux énergies thermiques.

$$(a.\tau)/\bar{v} = \frac{eE}{m} \cdot \frac{1}{N\nu\sigma} \cdot \frac{1}{\bar{v}} = \frac{eE}{m\nu^2} \times \frac{1}{N\sigma} = \frac{eE}{2u} \cdot \frac{1}{N\sigma}$$

$$E = 12 \text{ kV/cm} \quad \text{pour } u = 1 \text{ eV} \quad \sigma = 10^{-16} \text{ cm}^2 \quad \frac{eE}{2u} \cdot \frac{1}{N\sigma} = 0,741$$

$$\text{pour } u = 10 \text{ eV} \quad \sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2 \quad \frac{eE}{2u} \cdot \frac{1}{N\sigma} = 0,741 \times 10^{-2}$$

Le rapport étant toujours inférieur à l'unité, la variation de vitesse est faible devant la vitesse thermique.

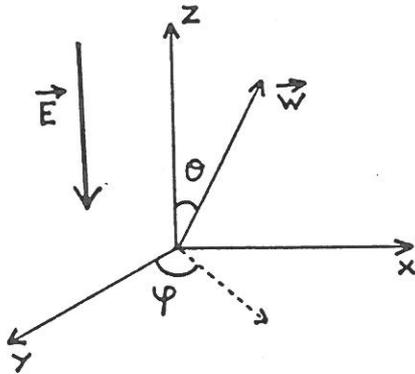
Le champ électrique peut donc être traité comme une perturbation du premier ordre par rapport à \vec{w} . La fonction de distribution sera quasi-isotrope :

$$f(\vec{w}, t) = f_0(w, t) + f_1(\vec{w}, t)$$

on note : $f_0(w, t)$ la partie isotrope qui ne dépend que du module de \vec{w} ,
et : $f_1(\vec{w}, t)$ la partie anisotrope avec $f_1(\vec{w}, t) \ll f_0(w, t)$.

b) Expression du terme d'anisotropie

Soient θ et φ les angles polaire et azimutal définissant la position de \vec{w} dans le repère cartésien (oxyz). L'axe oz est parallèle au champ perturbateur \vec{E} .



$$\vec{w} \begin{pmatrix} W \cdot \cos \varphi \cdot \sin \theta \\ W \cdot \sin \varphi \cdot \sin \theta \\ W \cdot \cos \theta \end{pmatrix}$$

Développons $f(\vec{w}, t)$ en termes d'harmoniques sphériques autour de l'axe oz.

$$f(\vec{w}, t) = \sum_{\ell, m, s} f_{\ell, m, s}(w, t) \cdot Y_{\ell, m, s} \quad [10]$$

avec :

$$Y_{\ell, m, s} = P_{\ell}^m(\cos \theta) (\delta_{0, s} \cdot \cos m\varphi + \delta_{1, s} \cdot \sin m\varphi)$$

$$\delta_{0, s} = 0 \quad \text{si } s \neq 0$$

$$\delta_{1, s} = 0 \quad \text{si } s \neq 1$$

$$P_{\ell}^m(\cos \theta) = (\sin \theta)^m \cdot \frac{d_m P_{\ell}^0(\cos \theta)}{d(\cos \theta)^m}$$

polynôme de Legendre

La perturbation étant petite $f(\vec{w}, t)$ est presque de symétrie sphérique et nous nous contenterons d'un développement du premier ordre. (Termes en $\lambda = 0$ et $\lambda = 1$).

$$f(\vec{w}, t) = f_{000} Y_{000} + f_{100} Y_{100} + f_{110} Y_{110} + f_{111} Y_{111}$$

avec : $Y_{000} = 1$; $Y_{100} = \cos \theta$; $Y_{110} = \sin \theta \cdot \cos \varphi$; $Y_{111} = \sin \theta \cdot \sin \varphi$

On remarque que les trois harmoniques Y_{110} , Y_{111} , Y_{100} sont égales aux composantes du vecteur (\vec{w}/w) , ainsi en posant :

$$\vec{f}_1 ; \begin{pmatrix} f_{110} \\ f_{111} \\ f_{100} \end{pmatrix} \text{ nous pouvons écrire : } \boxed{f(\vec{w}, t) = f_0(w, t) + (\vec{w}/w) \cdot \vec{f}_1}$$

avec $f_0(w, t) = f_{000}(w, t)$ la partie isotrope de $f(\vec{w}, t)$
et $f_1(\vec{w}, t) = (\vec{w}/w) \cdot \vec{f}_1$ la partie anisotrope

c) Expression du terme d'interaction dû au champ électrique

Les termes précédemment explicités (C_{e-N} , $S_x(u, t)$) sont couplés à la fonction de distribution $f(u, t)$ par l'intermédiaire de l'équation de Boltzmann.

Ici, le problème est un peu plus délicat, la fonction de distribution électronique et le champ électrique sont directement corrélés entre eux par le terme d'anisotropie f_1 .

La démarche est donc un peu différente, nous devons traiter l'équation de Boltzmann dans son ensemble en tenant compte de l'action directe du champ électrique et de l'anisotropie de $f(\vec{w}, t)$.

$$\text{On pose : } f(\vec{w}, t) = f_0 + f_1 \text{ avec } f_1 = (\vec{w}/w) \cdot \vec{f}_1$$

L'équation de Boltzmann s'écrit alors :

$$\frac{\partial(f_0 + f_1)}{\partial t} + \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial(f_0 + f_1)}{\partial \vec{w}} = -\nu f_1 + \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right) \text{ interaction}$$

avec : $\frac{\vec{F}}{m} = \vec{a} = \frac{-eE}{m} \vec{k}$

Le traitement de cette équation est assez complexe et nous n'en citons que quelques étapes clefs [61].

- Développement du terme $\frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial(f_0 + f_1)}{\partial \vec{w}}$

Nous remarquerons que pour toute fonction $g(w)$ de w :

$$\frac{\partial g(w)}{\partial \vec{w}} = \nabla_{\vec{w}} g(w) = \frac{\partial g}{\partial w} \times \frac{\vec{w}}{w}$$

Ainsi :

$$\begin{aligned} \frac{\vec{F}}{m} \cdot \frac{\partial(f_0 + (\vec{w}/w) \cdot \vec{f}_1)}{\partial \vec{w}} &= \vec{a} \cdot \nabla_{\vec{w}} (f_0 + (\vec{w}/w) \cdot \vec{f}_1) = \\ &= \frac{\vec{a} \cdot \vec{w}}{w} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} + \frac{\vec{a} \cdot \vec{f}_1}{w} + \vec{a} \cdot \vec{w} \cdot \frac{\partial(\vec{f}_1/w)}{\partial \vec{w}} \cdot \frac{\vec{w}}{w} \end{aligned}$$

- Décomposition des tenseurs

Les tenseurs sont projetés sur les trois harmoniques sphériques Y_{110} , Y_{111} et Y_{100} ainsi par exemple :

$$(\vec{a} \cdot \vec{w})/w = a_x Y_{110} + a_y Y_{111} + a_z Y_{100}$$

- Projection de l'équation

Par intégration sur θ et φ , après multiplication de l'équation de Boltzmann par $\cos\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$ ou $\sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi$, on obtient les projections parallèle et perpendiculaire à l'axe oz de cette équation.

Les propriétés d'orthogonalités des harmoniques aidant, ces deux équations s'écrivent :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + (1/3w^2) \cdot \frac{\partial}{\partial w} (w^2 \cdot \vec{a} \cdot \vec{f}_1) = \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \quad (1)$$

$$\text{et } \frac{\partial \vec{f}_1}{\partial t} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} = -v \cdot \vec{f}_1 \quad (2)$$

f_0 est un terme d'ordre zéro par rapport à \vec{w}/w ainsi que $\frac{\partial f_0}{\partial w}$ alors que \vec{f}_1 est un terme du premier ordre.

- Simplification du système à deux équations :

On remarque que dans l'équation (2) :

$$\frac{\vec{\partial} f_1}{\partial t} + \vec{a} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} = \vec{a} \left(\frac{\vec{\partial} f_1}{\partial w} \cdot \frac{\vec{w}}{w} + \frac{\partial f_0}{\partial w} \right)$$

puisque :

$$\frac{\vec{\partial} f_1}{\partial t} = \frac{\vec{\partial} f_1}{\partial \vec{w}} \cdot \frac{\partial \vec{w}}{\partial t} = \left(\frac{\vec{\partial} f_1}{\partial w} \cdot \frac{\vec{w}}{w} \right) \cdot \vec{a}$$

Le terme $\frac{\vec{\partial} f_1}{\partial w} \cdot \frac{\vec{w}}{w}$ est du second ordre, il est négligeable devant $\frac{\partial f_0}{\partial w}$ qui est d'ordre zéro

Ainsi, l'équation (2) se réduit à :

$$\vec{a} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} = -v f_1$$

- Solution du système à deux équations

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial f_0}{\partial t} + (1/3w^2) \cdot \frac{\partial (w^2 \cdot \vec{a} \cdot f_1)}{\partial w} = \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{\text{interaction}} \end{array} \right. \quad (1)$$

$$\vec{a} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} = -v f_1 \quad (2)$$

De l'équation (2), on tire :

$$\boxed{f_1 = -\frac{\vec{a}}{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w}}$$

Le terme d'anisotropie se réduit donc à une simple fonction de la partie isotrope de $f(\vec{w}, t)$.

Si nous introduisons l'expression de \vec{f}_1 dans (1), il vient :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} - \left[\frac{1}{3w^2} \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{w^2 \cdot a^2}{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} \right) \right] = \left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{\text{interaction}}$$

Ainsi, au bout du compte, on obtient une équation de Boltzmann qui ne dépend plus que de la partie isotrope de $f(\vec{w}, t)$. Tous les effets dus au champ électrique se réduisent à un seul terme additif d'interaction égal à :

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{\text{champ}} = + \left[\frac{1}{3w^2} \cdot \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{w^2 \cdot a^2}{v} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial w} \right) \right]$$

- Formulation du terme d'interaction dû au champ électrique

Nous pouvons maintenant procéder au changement de variable habituel $u = \frac{1}{2} mw^2$, ainsi à $f_0(w, t)$, on associe $f_0(u, t)$.

Après quelques manipulations mathématiques, l'action du champ électrique peut s'exprimer en terme de flux dans l'espace des énergies [11] :

$$\left(\frac{\partial f_0}{\partial t} \right)_{\text{champ}} = - \frac{\partial J_{el}}{\partial u} \quad \text{avec :} \quad J_{el} = \frac{2Ne^2(E/N)^2 u}{3m_0(v/N)} \left[\frac{f_0(u, t)}{2u} - \frac{\partial f_0(u, t)}{\partial u} \right]$$

IV.5 - EXPRESSION DU TERME SOURCE DE PHOTOIONISATION

IV.5.1 - Généralités

Comme nous l'avons précédemment remarqué, l'action du terme source est assimilable à celle d'un catalyseur. Son importance primordiale à l'instant t_1 s'atténue ensuite au profit d'une chaîne de réactions cinétiques.

Les phénomènes de photoionisation peuvent être de nature très différente suivant le domaine spectral des rayons X incidents. Nous devons donc brièvement rappeler les caractéristiques de l'impulsion de rayons X.

IV.5.2 - Caractéristiques du rayonnement X

Ces caractéristiques sont développées dans le chapitre III. Nous ne citerons que les données nécessaires à la modélisation.

Trois paramètres nous intéressent ici, la durée $\tau = t_2 - t_1$ de l'impulsion, la puissance de rayonnement X, la distribution spectrale des rayons X.

Pour simplifier le raisonnement, nous allons considérer l'impulsion de rayons X constante en puissance et en distribution spectrale sur l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$. La validité de ces approximations sera ultérieurement discutée.

Soit W_x l'énergie x rayonnée par unité de surface sur la source, on définit P_x la puissance moyenne (par unité de surface) par la relation :

$$\bar{P}_x = \frac{W_x}{t_2 - t_1}$$

(voir figure n°IV.2). Les temps t_1 et t_2 sont définis par la mi-hauteur de la courbe de puissance réelle.

La forme de la distribution spectrale choisie correspond à la forme la plus probable pendant l'intervalle de temps $[t_1, t_2]$ (voir figure n°IV.3).

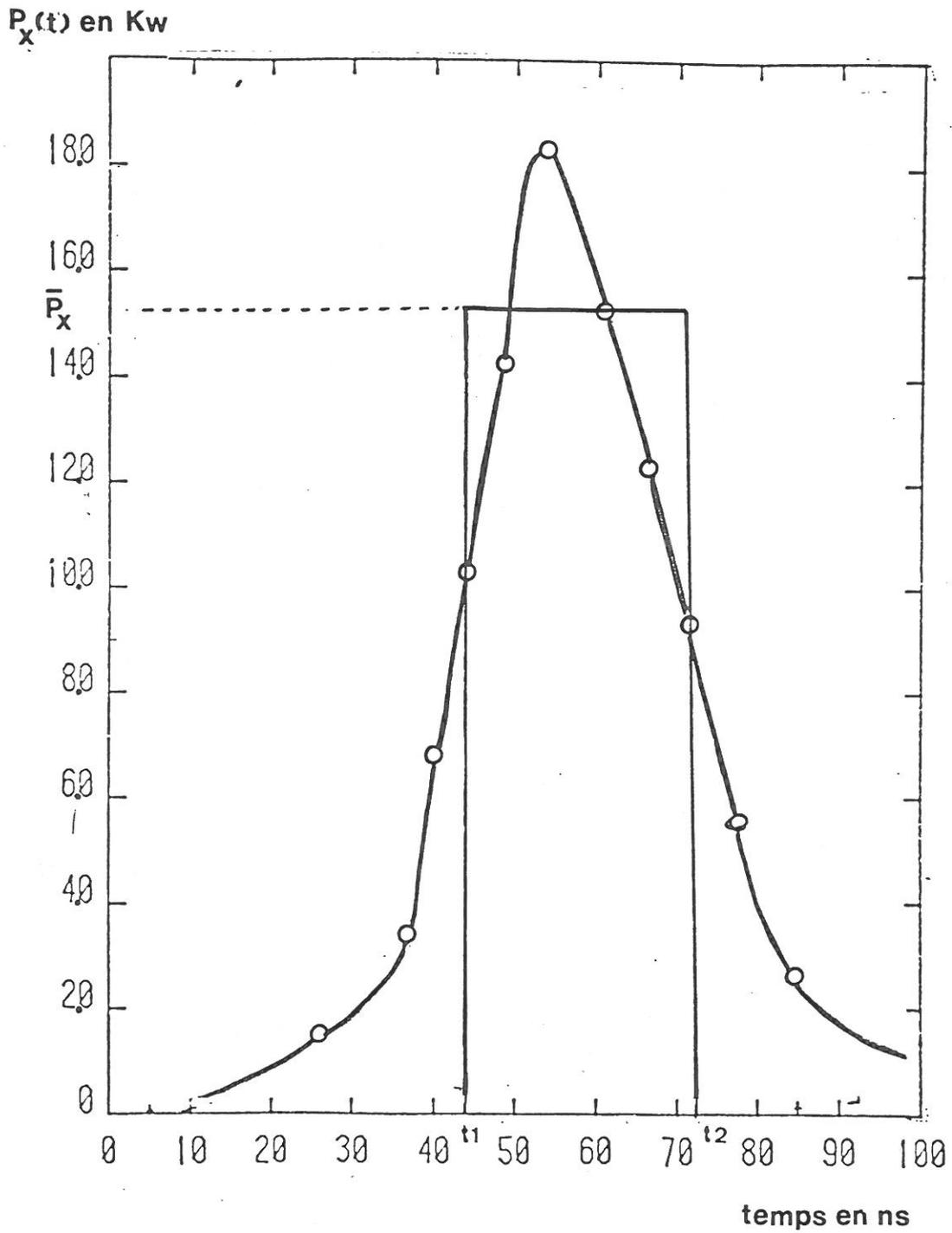


Figure IV.2 - Puissance du rayonnement X

Soit $I(\varepsilon)$, l'amplitude de la distribution spectrale pour des photons d'énergie ε telle que : $\varepsilon = h\nu$:

$$\int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} I(\varepsilon) d\varepsilon = \bar{P}_x \quad [\varepsilon_1, \varepsilon_2] \text{ est l'intervalle spectral.}$$

Si nous nous référons à des conditions expérimentales typiques, nous obtenons :

$$\begin{aligned} W_x &\approx 1 \mu\text{J}/\text{cm}^2 ; \tau = t_2 - t_1 = 25 \text{ ns (voir figure IV.2)} ; \\ \varepsilon_1 &= 10 \text{ keV} ; \varepsilon_2 = 44 \text{ keV} \quad \text{(voir figure IV.3).} \end{aligned}$$

IV.5.3 - Phénomènes de photoionisation

L'intervalle spectral [10 keV, 60 keV] se situe dans un domaine où l'effet photo-électrique est dominant.

Ainsi, lors d'une telle interaction photon-électron, le photon est totalement absorbé. D'autre part, l'énergie minimum ε_1 de ce photon étant supérieure à l'énergie d'ionisation de l'Argon, l'atome est ionisé.

Le bilan d'une telle interaction est donc très simple :

$$\varepsilon = I + u_e$$

avec : ε : énergie du photon incident,
 I : énergie d'ionisation de la couche concernée,
 u_e : énergie de l'électron éjecté.

IV.5.4 - Processus de photoionisation des couches internes

L'énergie minimum ε_1 des photons incidents est suffisante pour photoioniser les trois couches K, L et M de l'Argon ($\varepsilon_1 = 10 \text{ keV}$ et $I_K = 3205 \text{ eV}$, $I_M = 245 \text{ eV}$, $I_L = 15,75 \text{ eV}$).

La figure n° IV.4 représente les sections efficaces de photoionisation associées à chacune de ces trois couches [60], [62].

Distribution spectrale du rayonnement X
pour $U_c=44$ kv

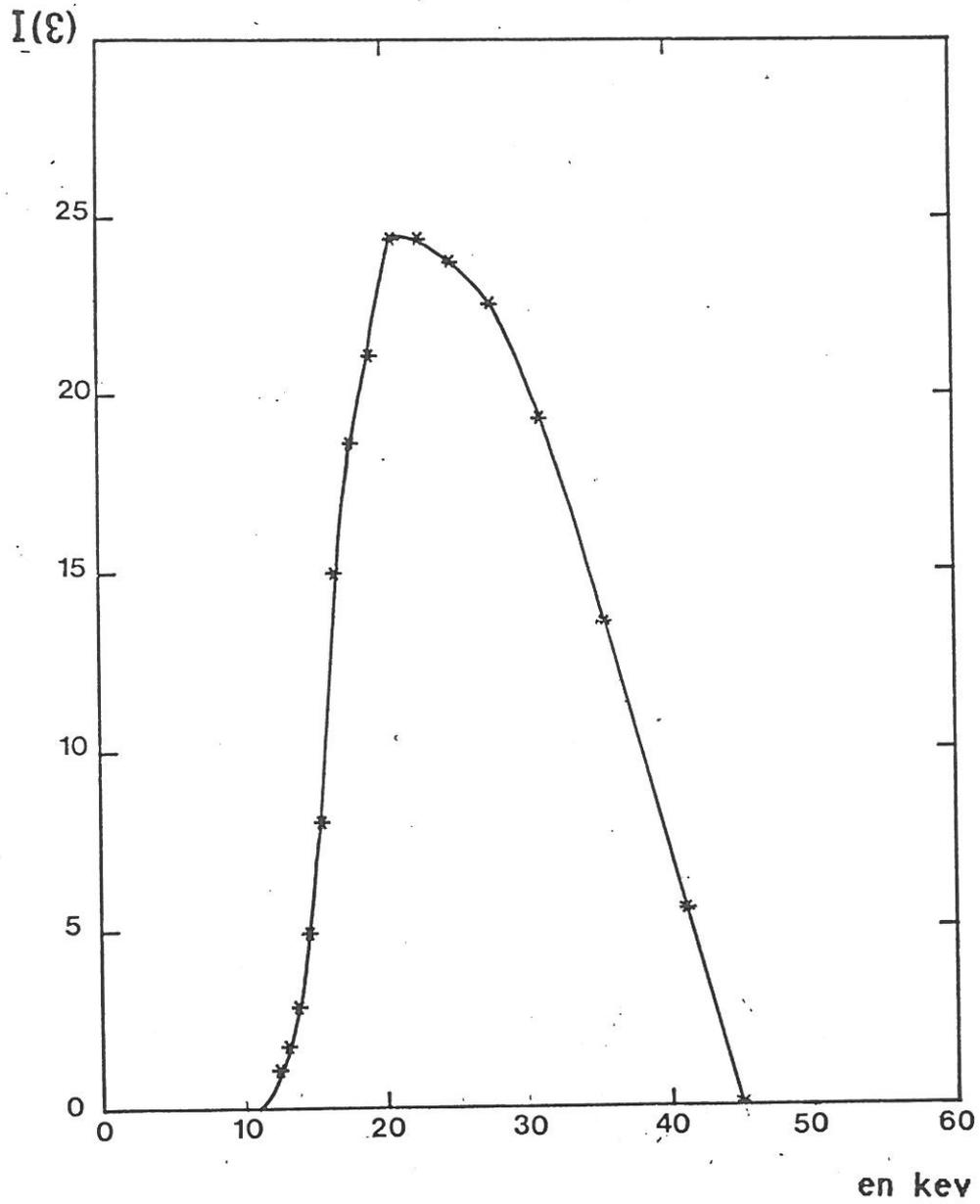


Figure IV.3

Sections efficaces de photo-ionisation par rayons X

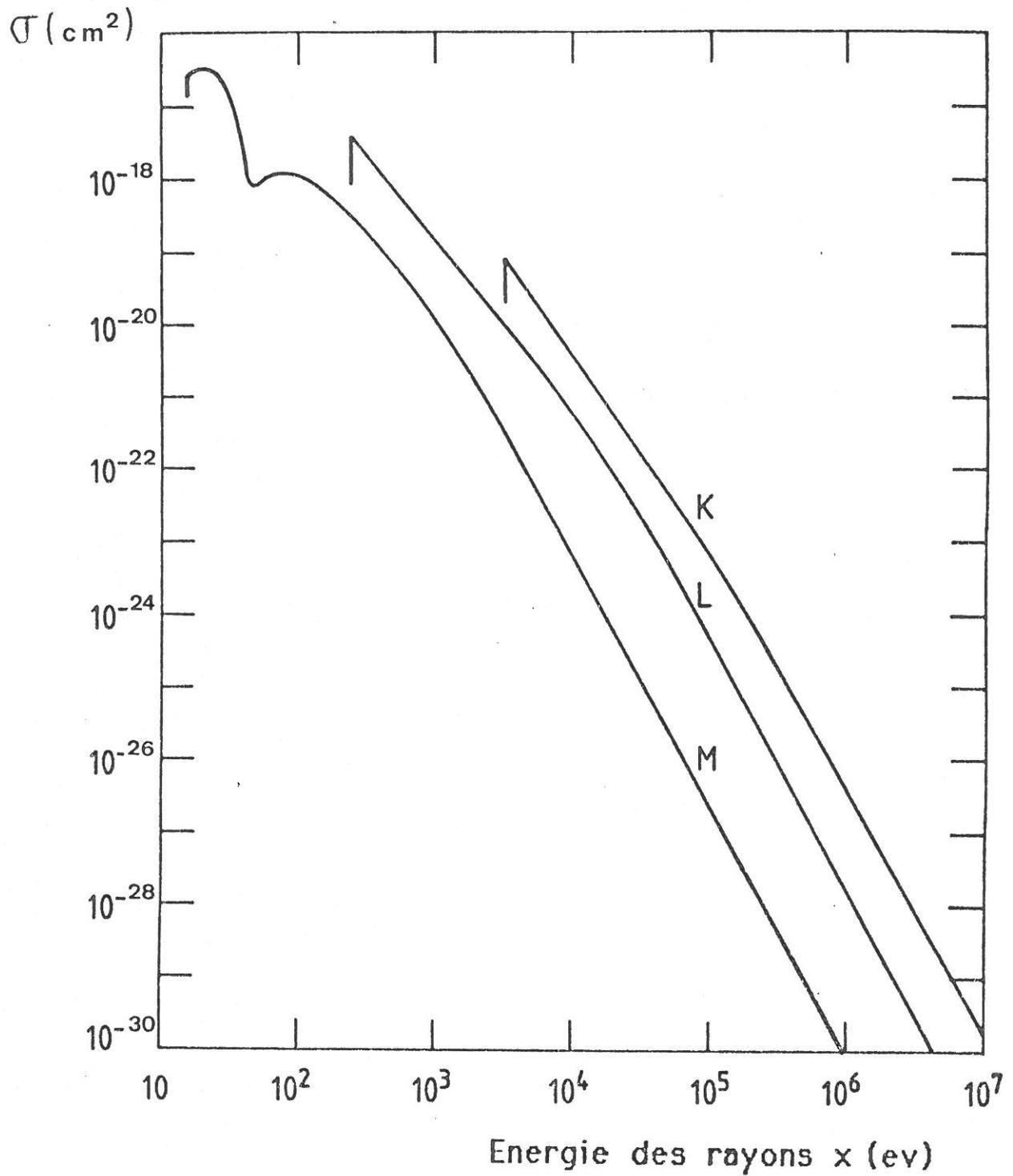
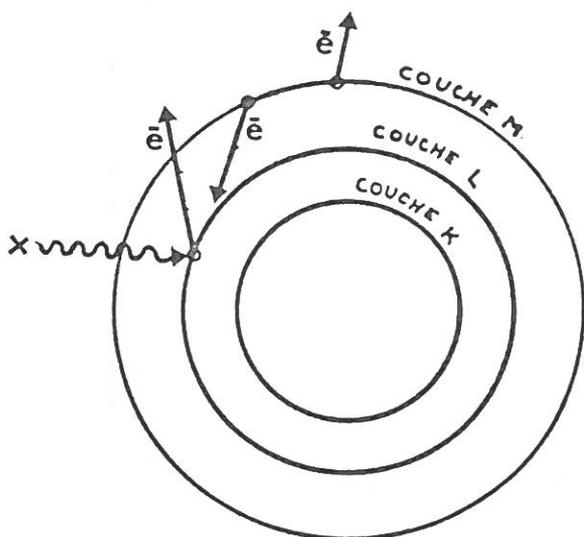


Figure IV.4

Il apparaît clairement à la vue de ces courbes que le processus de photoionisation des couches internes K et L est dominant. L'effet Auger doit donc être pris en compte.

IV.5.5 - Effet Auger [43]

L'ionisation d'une couche interne laisse un "trou" dans le coeur de l'atome. Par suite d'une cascade de réarrangement électronique, ce vide est comblé tandis que des électrons Auger sont émis des couches plus externes.



Ce processus peut être décrit assez simplement dans le cas de l'ionisation de la couche L.

Un photon d'énergie ϵ est absorbé tandis qu'un photoélectron est émis de la couche L avec l'énergie cinétique $E_C = \epsilon - I_L$.

Par suite du "trou" ainsi laissé dans la couche L, un électron transite de la couche M vers la couche L en restituant l'énergie ΔE . Cette énergie peut provoquer l'émission d'un photon ou ioniser la couche L en libérant un électron Auger de 217 eV. Dans le cas de l'argon [63], l'effet Auger est dominant.

La photoionisation de la couche K conduit à des réactions assez complexes, nous n'en citerons que le bilan :

- un photon d'énergie ϵ est absorbé,
- un électron est éjecté de la couche K avec l'énergie $\epsilon - I_K$,
- trois électrons Auger sont émis dont deux avec une énergie de 217 eV et un avec une énergie de 2660 eV.

La possibilité d'émission d'un photon lors de l'ionisation d'une des deux couches internes n'a pas été prise en compte. En effet, la probabilité d'un tel processus est par rapport à l'émission Auger négligeable pour l'argon dans nos conditions de travail [63].

IV.5.6 - Formulation du terme source

La formulation intégrale du terme source est assez complexe aussi nous nous contenterons d'explicitier le raisonnement qui y mène.

Considérons un flux $\Phi_X(\epsilon)$ de photons de même énergie ϵ .

Ces photons peuvent être absorbés par suite de l'ionisation d'une des trois couches K, L ou M.

Soit j l'une de ces trois couches et $\sigma_j(\epsilon)$ la section efficace de photoionisation correspondante.

Le nombre de réactions de photoionisation de la couche j par unité de volume et de temps résultant de l'action du flux de photons $\Phi_X(\epsilon)$ s'écrit:

$$n_j(\epsilon) = n_0 \cdot \Phi_X(\epsilon) \cdot \sigma_j(\epsilon)$$

On notera $n_M(\epsilon)$, $n_L(\epsilon)$, $n_K(\epsilon)$ le nombre de réactions associé à chaque couche.

En utilisant les résultats établis au IV.6.5, le bilan des photon électrons générés par les rayons X d'énergie ϵ , se résume au tableau suivant :

Nom de la couche ionisée	Nombre de photo-ionisations	Energie des électrons émis	Nombre d'électrons émis
M	$n_M(\epsilon)$	$\epsilon - I_M$	$n_M(\epsilon)$
L	$n_L(\epsilon)$	$\epsilon - I_L$ Auger 217 eV	$n_L(\epsilon)$ $n_L(\epsilon)$
K	$n_K(\epsilon)$	$\epsilon - I_K$ Auger 2660 eV Auger 217 eV	$n_K(\epsilon)$ $n_K(\epsilon)$ $2 n_K(\epsilon)$

L'influence de ces électrons sur l'évolution de la fonction $f(u,t)$ est consignée dans le terme source $S(u,\epsilon,t)$.

L'expression de ce terme dépend des positions respectives de l'énergie u et des cinq classes d'énergie des photonélectrons.

Ainsi :

- pour $u = \epsilon - I_M$, $S(u,\epsilon,t) = n_M(\epsilon)$
- pour $u = \epsilon - I_L$, $S(u,\epsilon,t) = n_L(\epsilon)$
- pour $u = \epsilon - I_K$, $S(u,\epsilon,t) = n_K(\epsilon)$
- pour $u = 2660 \text{ eV}$, $S(u,\epsilon,t) = n_K(\epsilon)$
- pour $u = 217 \text{ eV}$, $S(u,\epsilon,t) = 2 \times n_K(\epsilon) + n_L(\epsilon)$

avec $S(u,\epsilon,t) = 0$, pour toute autre valeur de u , ou de temps t n'appartenant pas à l'intervalle $[t_1, t_2]$.

De ces considérations il ressort que le terme source réel, associé à l'intervalle spectral $[\epsilon_1, \epsilon_2]$, sera continu sur l'intervalle d'énergie $[\epsilon_1 - I_K, \epsilon_2 - I_M]$ avec deux pics discrets à 2660 eV et 217 eV dus à l'effet Auger. Nous reviendrons sur la formulation de $S(u,t)$ dans le chapitre de traitement numérique de l'équation de Boltzmann.

IV.6 - TRAITEMENT NUMERIQUE DE L'EQUATION DE BOLTZMANN

IV.6.1 - Généralités

a) Rappels

La fonction $f(u,t)$ représente le nombre d'électrons par cm^3 possédant une énergie comprise entre u et $u+du$ à l'instant t .

L'évolution temporelle de $f(u,t)$ est régie par l'équation précédemment établie :

$$\frac{\partial f(u,t)}{\partial t} = - \frac{\partial J_{e.N}}{\partial u} - \frac{\partial J_{e1}}{\partial u} + K_{exc}^0(u) + K_{Ion}^0(u) + S_x(u,t)$$

avec $u \in [0, u_{\max}]$ et $u_{\max} \leq 60 \text{ keV}$.

L'équation de Boltzmann sous cette forme est difficile, voir impossible à résoudre.

Une méthode dérivant de la méthode de discrétisation de Rockwood [64] que nous allons expliciter nous permettra de contourner cette difficulté.

b) Méthode de Rockwood [64], [5], [60]

Le domaine d'énergie $[0, u_{\max}]$ est découpé en N intervalles de largeur constante.

La fonction $f(u,t)$ est considérée constante sur chaque intervalle, et égale à $f(u_j,t)$ sur l'intervalle d'indice j de centre u_j .

Chaque valeur discrète $f(u_j,t)$ vérifiant une équation de la forme :

$$\frac{\partial f(u_j,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\partial J_{e-N}}{\partial u} - \frac{\partial J_{e1}}{\partial u} \right]_{u=u_j} + K_{exc}^o(u_j) + K_{Ion}^o(u_j) + S_x(u_j,t)$$

nous obtenons un système de N équations couplées.

Le couplage s'effectue par l'intermédiaire des termes d'interaction :

$$K_{exc}^o(u_j), K_{Ion}^o(u_j), \left[-\frac{\partial J_{e-N}}{\partial u} - \frac{\partial J_{e1}}{\partial u} \right]_{u=u_j}$$

Le développement de la méthode repose ensuite sur la transformation des quatre termes d'interaction qui doivent nécessairement être mis sous la forme :

$$\sum_k a_k \cdot f(u_k,t)$$

En effet, on remarque alors que le système de N équations se réduit à l'équation vectorielle suivante :

$$\boxed{\frac{d\vec{Y}(t)}{dt} = [A] \cdot \vec{Y}(t) + \vec{S}_x(t)}$$

avec :

$$\begin{aligned} \vec{Y}(t) & ; (f(u_1,t), f(u_2,t), \dots, f(u_N,t)) \\ \vec{S}_x(t) & ; (S_x(u_1,t), S_x(u_2,t), \dots, S_x(u_N,t)) \end{aligned}$$

La matrice A regroupant les coefficients a_k des termes d'interaction.

Remarque :

L'utilisation de la méthode de Rockwood présente de nombreuses difficultés et s'avère en fait inadaptée à notre étude.

. La dimension du système d'équations est déterminée par le nombre N d'intervalles couvrant le domaine d'énergie [0 eV, 60 keV]. De trop grandes valeurs de ce nombre N, rendent la résolution du système d'équations très difficile.

La fonction de distribution thermalisée jouant par la suite un rôle prépondérant, sa détermination nécessite une bonne précision. Le domaine des basses énergies [0 eV, 30 eV] doit donc posséder un nombre de points d'interpolation suffisants.

Ainsi, si le domaine d'étude [0, 60 keV] était découpé en intervalles de largeur constante comme le préconise la méthode de Rockwood, il serait impossible d'avoir simultanément une bonne précision aux basses énergies et un nombre d'équations raisonnable ($N \leq 300$).

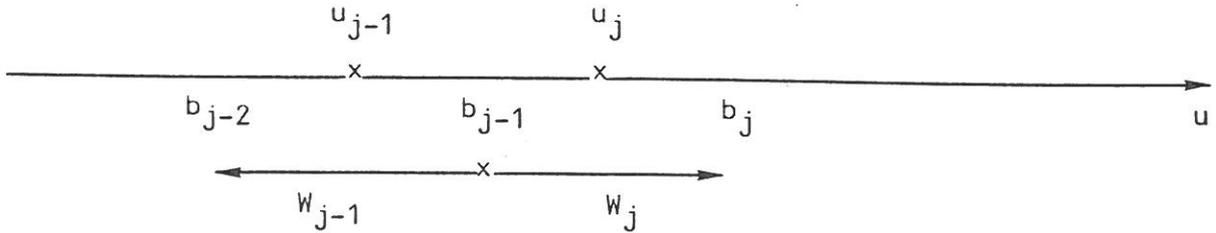
D'autre part, la projection des termes d'interaction sur les valeurs discrètes $f(u_j,t)$ nécessite des manipulations mathématiques complexes dont certaines (expression du terme d'ionisation) ont été mises au point au LPGP d'Orsay.

IV.6.2 - Discrétisation de $f(u,t)$

Le programme établi au LPGP utilise une partition du domaine d'étude [0 eV, 60 keV] en intervalles de largeur croissante.

Ce découpage permet une bonne précision sur $f(u,t)$ dans le domaine des basses énergies, tout en gardant un nombre d'équations réalistes.

On note b_{j-1} et b_j les bornes du $j^{\text{ième}}$ intervalle et $W_j = b_j - b_{j-1}$ sa largeur. On associe à cette intervalle la valeur discrète $f(u_j,t)$, u_j étant le centre de l'intervalle.



Les largeurs des intervalles sont définies en progression géométrique ($W_j = r \cdot W_{j-1}$).

Le nombre total N , d'intervalles ainsi obtenus, est tel que u_{\max} coïncide avec u_N .

$f(u,t)$ du correspond au nombre d'électrons par cm^3 possédant à l'instant t , une énergie comprise entre u et $u+du$.

A la valeur $f(u_j,t)W_j$ sera associée le nombre d'électrons par cm^3 ayant une énergie u appartenant à l'intervalle :

$$\left[u_j - \frac{W_j}{2}, u_j + \frac{W_j}{2} \right]$$

Le vecteur $Y(t)$ a pour composantes l'ensemble des valeurs discrètes $f(u_j,t)$ ainsi déterminées.

IV.6.3 - Décomposition des termes d'interaction

La valeur discrète $f(u_j,t)$ vérifie la $j^{\text{ième}}$ équation :

$$\frac{\partial f(u_j,t)}{\partial t} = \left[-\frac{\partial J_{e-N}}{\partial u} - \frac{\partial J_{e1}}{\partial u} \right]_{u=u_j} + K_{\text{exc } j}(u) + K_{\text{Ion } j}(u) + S_x(u_j, t)$$

Nous nous proposons d'exprimer les quatre termes d'interaction sous forme de combinaison linéaire des valeurs discrètes de $f(u,t)$.

a) Formulation des termes de flux [5] [64]

Nous avons précédemment démontré que les termes de flux s'écrivaient :

$$\left[\frac{\partial J_{e1}}{\partial u} \right]_{u=u_j} \quad \text{et} \quad \left[\frac{\partial J_{e-N}}{\partial u} \right]_{u=u_j}$$

avec :

$$J_{e1} = \frac{2n_0 e^2 (E/n_0)^2 u}{3m(v/n_0)} \left[\frac{f(u,t)}{2u} - \frac{\partial f(u,t)}{\partial u} \right]$$

et :

$$J_{e-N} = \frac{2m}{M} Q_m(u) w \left[f(u,t) \cdot \left(\frac{KT_0}{2} - u \right) - KT_0 \cdot u \cdot \frac{\partial f(u,t)}{\partial u} \right]$$

Ces deux flux qui possèdent la même dépendance linéaire en $f(u,t)$ et $\frac{\partial f(u,t)}{\partial u}$, vont être traités simultanément.

Soit J un des deux termes $J_{e,n}$ et J_{e1} , on pose :

$$\left(\frac{\partial J}{\partial u} \right)_{u=u_j} = \frac{J(b_j) - J(b_{j-1})}{W_j}$$

Les expressions de $J(b_j)$ et $J(b_{j-1})$ contiennent les termes $f(b_j)$, $f(b_{j-1})$, $\left(\frac{\partial f}{\partial u} \right)_{u=b_j}$ et $\left(\frac{\partial f}{\partial u} \right)_{u=b_{j-1}}$ qui sont décomposés à l'aide du formulairé suivant [8] :

$$f(b_j, t) = (W_{j+1})/(W_j + W_{j+1}) \cdot f(u_j, t) + (W_j)/(W_j + W_{j+1}) \cdot f(u_{j+1}, t)$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial u} \right)_{u=b_j} = \frac{f(u_{j+1}, t) - f(u_j, t)}{(W_{j+1} + W_j)/2}$$

Il apparaît finalement que :

$$\left(\frac{\partial J}{\partial u} \right)_{u=u_j} = C_{j,j-1} \cdot f(u_{j-1}, t) + C_{j,j} \cdot f(u_j, t) + C_{j,j+1} \cdot f(u_{j+1}, t)$$

ainsi :

$$\left[-\frac{\partial J_{e,N}}{\partial u} - \frac{J_{e1}}{\partial u} \right]_{u_j} = B_{j,j-1} \cdot f(u_{j-1}, t) + B_{j,j} \cdot f(u_j, t) + B_{j,j+1} \cdot f(u_{j+1}, t)$$

avec $B_{j,j-1}$, une constante qui dépend de W_j , W_{j-1} , $u_j \dots$ [8].

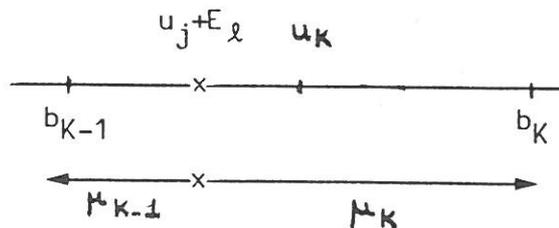
Dans l'équation vectorielle, définie au § VII.1.b, l'action des deux flux contribue aux termes de la diagonale principale et des deux diagonales adjacentes de la matrice A.

b) Expression du terme d'excitation

Nous savons que :

$$K_{exc}^0(u_j) = n_0 \sum_{\ell} \left\{ w' Q_{exc}^{\ell}(u_j + E_{\ell}) \cdot f(u_j + E_{\ell}, t) - w Q_{exc}^{\ell}(u_j) \cdot f(u_j, t) \right\}$$

Soit k l'intervalle d'énergie tel que $b_{k-1} < u_j + E_{\ell} \leq b_k$:



On peut extrapoler $f(u_j + E_{\ell})$ avec $\mu_{k-1} \cdot f(u_{k-1}, t) + \mu_k \cdot f(u_k, t)$ μ_{k-1} et μ_k étant des constantes qui tiennent compte de la position de $u_j + E_{\ell}$ dans l'intervalle d'indice k .

$$K_{exc}^0(u_j) = n_0 \sum_l \left\{ w' Q_{exc}^l(u_{j+E_l}) \cdot [\mu_{K-1} f(u_{K-1}, t) + \mu_K \cdot f(u_K, t)] - w Q_{exc}^l(u_j) f(u_j, t) \right\}$$

comme $K > j$.

Le terme $K_{exc}^0(u_j)$ va coupler, par l'intermédiaire de l'équation de Boltzmann, la valeur $f(u_j, t)$ avec toutes les valeurs $f(u_k, t)$ telles que $k > j$:

$$K_{exc}^0(u_j) = \sum_{k > j} D_{j,k} f(u_k, t)$$

La contribution de l'ensemble des $K_{exc}^0(u_j)$ à l'équation vectorielle se retrouvera dans la partie diagonale supérieure de la matrice A.

c) Expression du terme d'ionisation

Nous rappelons que :

$$K_{Ion}^0(u_j) = n_0 \left\{ \sum_I \int_{u_{j+I}}^{2u_{j+I}} w' Q_{Ion}(u', u'-u-I) f(u', t) du' + \int_{2u_{j+I}}^{u_{max}} w' Q_{Ion}(u', u) f(u', t) du' - w' f(u_j, t) Q_{Ion}(u) \right\}$$

La transition entre le terme $K_{Ion}^0(u)$ et la valeur discrète $K_{Ion}^0(u_j)$ s'effectue en moyennant $K_{Ion}^0(u)$ sur l'intervalle d'indice j.

$$K_{Ion}^0(u_j) = \frac{1}{W_j} \int_{b_{j-1}}^{b_j} K_{Ion}^0(u) du$$

Ensuite en intervertissant l'ordre des intégrations et en étudiant le domaine d'intégration [5], on arrive à la forme :

$$K_{Ion}^0(u_j) = \sum_I -E_{j,j} f(v_j, t) + \sum_{k \in K_1} E_{j,k} f(u_k, t) + \sum_{k \in K_2} E_{j,k} (f(u_k, t))$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K_1/\text{ensemble des indices tels que} \\ K_2/\text{ensemble des indices tels que} \end{array} \right. \left\{ \begin{array}{l} b_k > b_{j-1} + I \\ \text{et } b_{k-1} < 2 b_j + I \\ b_k > 2b_{j-1} + I \end{array} \right.$$

On remarque que K_1 et K_2 sont tels que $k \geq j$ et par conséquent :

$$K_{\text{Ion}}^0(u_j) = \sum_{k' \geq j} E'_{j,k'} f(u_{k'}, t)$$

L'action de $K_{\text{Ion}}^0(u_j)$ sur le système complet se manifeste au niveau de la partie triangulaire supérieure de la matrice A.

d) Formulation du terme source discrétisé

Discrétisation du terme source

Nous prenons maintenant en compte la totalité de la distribution spectrale des rayons X et nous notons $S(u, t)$ le terme source correspondant.

A chaque photoionisation de couche k , correspond une contribution au terme source continue sur l'intervalle $[\epsilon_1 - I_k, \epsilon_2 - I_k]$. Les contributions des différentes couches peuvent éventuellement se recouvrir suivant les valeurs de ϵ_1 et ϵ_2 .

Hormis les deux pics Auger, $S_x(u, t)$ est réparti sur l'intervalle d'énergie $[u_1, u_2]$ avec $u_1 = \epsilon_1 - I_k$ et $u_2 = \epsilon_2 - I_M$. La dépendance temporelle se réduit à un créneau sur la durée de l'impulsion.

$$\begin{array}{ll} S_x(u, t) = S_x(u) & \text{pour } t \in [t_1, t_2] \\ S_x(u, t) = 0 & \text{pour tout } t \notin [t_1, t_2] \end{array}$$

La valeur discrète $S_x(u_j)$ est calculée en moyennant $S_x(u)$ sur le $j^{\text{ième}}$ intervalle :

$$S_x(u_j) = \frac{1}{W_j} \int_{b_{j-1}}^{b_j} S_x(u) du$$

$S_x(u_j)$ dénombre les photoélectrons émis par unité de volume et de temps avec une énergie u appartenant à l'intervalle $[b_{k-1}, b_j]$.

Aux deux valeurs extrêmes u_1 et u_2 du domaine continu de $S_x(u, t)$, on associe les intervalles d'indice j_1 et j_2 vérifiant $b_{j_1-1} < u_1 < b_{j_1}$ et $b_{j_2-1} < u_2 < b_{j_2}$.

De même, on note j_{A1} et j_{A2} , l'indice des deux intervalles correspondant aux deux énergies Auger de 217 eV et 2660 eV.

Ainsi, l'ensemble des indices j tel que $j_1 \leq j \leq j_2$, $j = j_{A1}$ ou $j = j_{A2}$ définit les valeurs discrètes non nulles de $S_x(u)$.

Le terme source $S(u_j)$ est alimenté par la photoionisation des trois couches K, L et M de l'argon. On note $S_k(u_j)$ la contribution à $S(u_j)$ de l'une de ces trois couches.

Formulation de $S_k(u_j)$

. On rappelle que l'ionisation d'une couche k par un photon d'énergie ϵ génère un électron d'énergie $\epsilon - I_k$, I_k étant le potentiel d'ionisation de la couche k .

. Le terme $S_k(u_j)$ représente l'ensemble des photoélectrons émis par unité de volume et de temps par la couche k avec l'énergie u appartenant à l'intervalle $]b_{j-1}, b_j]$.

Il s'en suit que seuls les photons d'énergie ϵ tels que $b_{j-1} + I_k \leq \epsilon \leq b_j + I_k$ participent aux réactions de photoionisation qui nous intéressent.

La forme du flux des rayons X se déduit facilement de la distribution spectrale par la relation :

$$\int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon \cdot \Phi_x(\epsilon) d\epsilon = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} I(\epsilon) d\epsilon = P_x$$

Le nombre de réactions de photoionisation de la couche k , par unité de volume et de temps par des photons d'énergie comprise entre ϵ et $\epsilon + d\epsilon$, s'écrit :

$$n_k(\epsilon) d\epsilon = n_0 \cdot \Phi_x(\epsilon) \times \sigma_k(\epsilon) d\epsilon$$

$\sigma_k(\epsilon)$ est la section efficace de photoionisation de la couche k .

Ainsi :

$$S_k(u_j) = \frac{1}{W_j} \int_{b_{j-1}}^{b_j} S_k(u) du = \frac{1}{W_j} \int_{b_{j-1}+I_k}^{b_j+I_k} n_o \cdot \Phi_x(\epsilon) \cdot \sigma_k(\epsilon) d\epsilon$$

L'indice k représente l'une des trois couches K, L ou M.

Expression du terme source discrétisé

Formulation de $S(u_j)$ pour j vérifiant $j_1 \leq j \leq j_2$

Le résultat est immédiat, il suffit de rassembler les contributions des trois couches K, L et M, ainsi $S(u_j) = S_K(u_j) + S_L(u_j) + S_M(u_j)$.

Expression des termes sources Auger $S(u_{jA1})$ et $S(u_{jA2})$

On se souvient que la photoionisation de la couche K crée deux électrons Auger de 217 eV et un électron Auger de 2660 eV alors que l'ionisation de la couche L émet un seul électron Auger de 217 eV.

Si on note S_K et S_L le nombre total de photoionisation par unité de volume et de temps des couches K et L, il est clair que :

$$\begin{aligned} S(u_{jA1}) &= 2S_K + S_L \\ S(u_{jA2}) &= S_K \end{aligned}$$

avec :

$$S_K = \sum_{j=j_1}^{j_2} S_K(u_j) \quad \text{et} \quad S_L = \sum_{j=j_1}^{j_2} S_L(u_j)$$

Les valeurs discrètes ainsi calculées constituent les composantes du vecteur $S(t)$ associé au terme source de l'équation vectorielle.

IV.6.4 - Résolution de l'équation vectorielle

a) Généralités

Nous venons de démontrer que le système de N équations de Boltzmann se réduisait à l'équation vectorielle suivante :

$$\frac{d\vec{Y}(t)}{dt} = [A] \vec{Y}(t) + \vec{S}(t) \quad (1)$$

avec : $\vec{Y}(t) = (f(u_1, t), f(u_2, t), f(u_3, t), \dots, f(u_N, t))$

$\vec{S}(t) = (S(u_1), S(u_2), S(u_3), \dots, S(u_N))$

[A] = matrice dont les éléments non nuls représentent la partie diagonale supérieure ainsi que la diagonale sous-jacente.

Deux méthodes dites explicite et implicite transforment ce type d'équation en une relation récurrente sur le temps. L'emploi de la méthode implicite, numériquement plus stable, permet des pas de calcul plus grands. Le choix de cette méthode conduit à des réductions du temps de calcul appréciables.

b) Méthode implicite

On discrétise le temps avec un pas h. Pour des raisons de convergence numérique, l'ordre de grandeur de h est déterminé par l'inverse du plus grand pivot de la matrice A.

On procède aux transformations suivantes :

$$\vec{Y}(t) \rightarrow \vec{Y}(t+h)$$

$$\frac{d\vec{Y}(t)}{dt} \rightarrow \frac{\vec{Y}(t+h) - \vec{Y}(t)}{h}$$

qui après substitution dans l'équation (1) nous mènent à l'équation récurrente suivante :

$$\vec{Y}(t+h) = [I_0 - hA]^{-1} (\vec{Y}(t) + h\vec{S}(t))$$

Cette relation très simple dans sa formulation mérite quelques remarques.

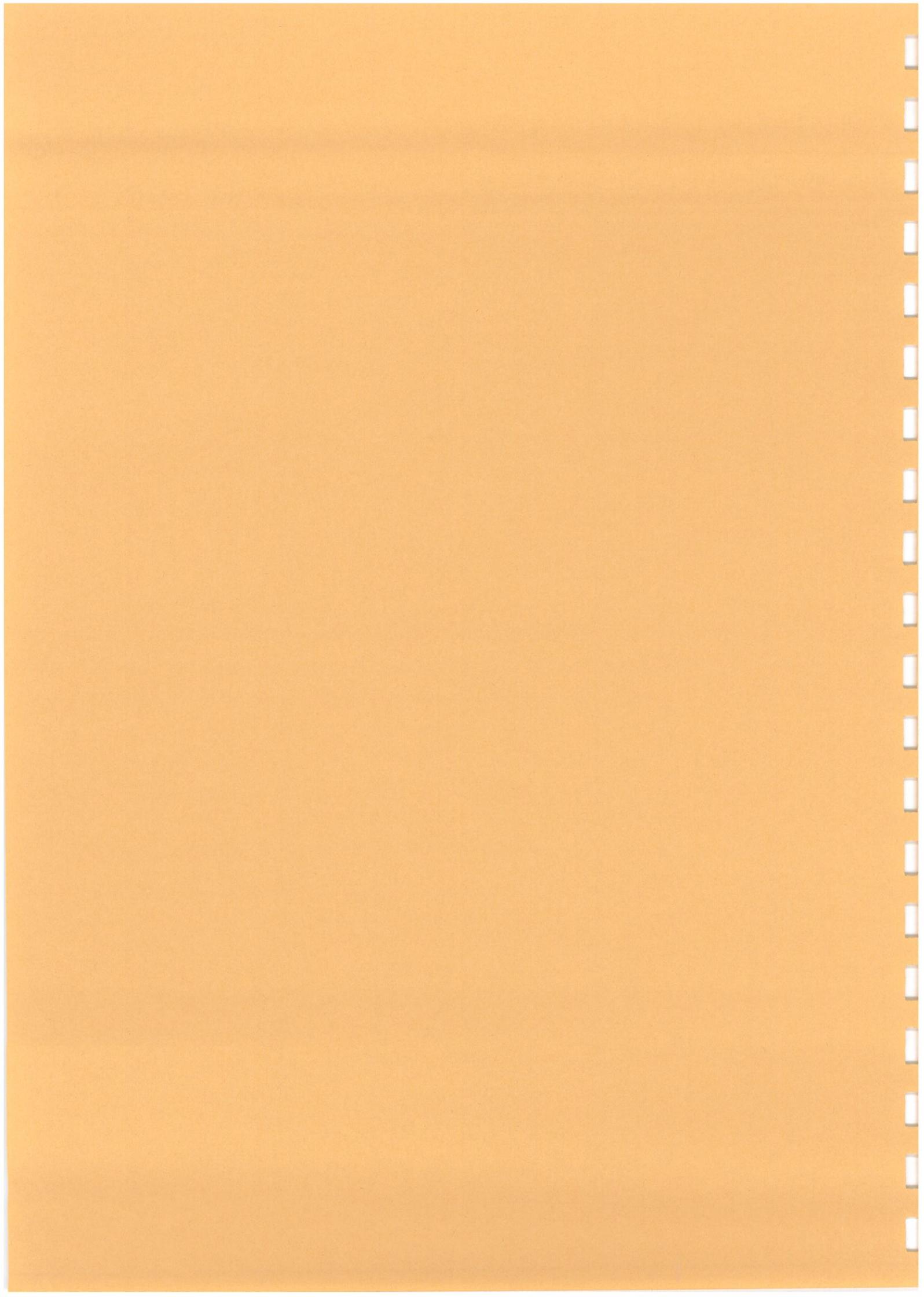
Les vecteurs $\vec{Y}(t)$ et $\vec{S}(t)$ comportent N composantes, la valeur typique de N étant de 300.

Les matrices carrés $[A]$ et $[I_0 - hA]$ possèdent donc 90000 éléments (300x300) traités en double précision.

La convergence numérique impose un pas de temps d'environ 0.1 pico-seconde. Le temps de dégradation des photoélectrons est de l'ordre de 200 pico-secondes dans un gaz d'argon à trois bars, l'acquisition de la fonction de distribution relaxée nécessite 2000 passages récurrents.

On réalise alors que le logiciel de traitement numérique doit posséder une grande stabilité numérique, une structure compacte et performante, permettant des temps de calcul compatibles avec les temps machine disponibles.

La version du logiciel utilisée pour ce travail a été mise au point fin décembre 85 au LPGP sur l'UNIVAC 1100/90 du Centre Paris-Sud Informatique d'Orsay.



CHAPITRE V
RESULTATS THEORIQUES DE LA PHASE DE PREIONISATION

	<u>Pages</u>
V.1 - GENERALITES	142
V.2 - FORME TEMPORELLE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE	143
V.3 - RESULTATS OBTENUS POUR DIFFERENTES ENERGIES SPECTRALES DES RAYONS X	143
V.3.1 - Généralités	143
V.3.2 - Amplitude des fonctions de distribution	148
V.3.3 - Temps de dégradation	148
V.3.4 - Fonctions de distributions relaxées - Densité de préionisation	148
V.4 - FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION SPECTRALE COMPLETE	153
V.5 - ACTION DU CHAMP ELECTRIQUE EXTERNE	153
V.6 - DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS	157
V.6.1 - Validité du modèle	157
V.6.2 - Efficacité des rayons X	157
V.6.3 - Conclusion	159
V.7 - INTRODUCTION A LA PHASE DE DEVELOPPEMENT DE L'AVALANCHE	160

CHAPITRE V
RESULTATS THEORIQUES DE LA PHASE DE PREIONISATION

V.1 - GENERALITES

L'impulsion de rayons X est caractérisée par trois paramètres :

- sa durée (T_p ou τ),
- sa puissance $X(P_x)$ ou son énergie X nominale ($W_x^0 = \bar{P}_x^0 \cdot \tau$),
- sa distribution spectrale ($I(\epsilon)$).

Les résultats présentés sont établis pour des impulsions x de même durée ($T_p = 100$ ps) et de même puissance X ($\bar{P}_x = 1 \cdot 10^3$ w/cm²), seule la forme de la distribution spectrale varie d'une courbe à l'autre.

La durée de l'impulsion ($T_p = 0,1$ ns) a été choisie suffisamment faible pour être négligeable devant les temps caractéristiques des processus lents du développement de l'avalanche.

Dans un premier temps, nous avons examiné l'influence de l'énergie spectrale ($\epsilon = h\nu$) des rayons X sur la fonction de distribution électronique $f(u,t)$. On associe alors au flux de photons d'énergie ϵ , une fonction de distribution spectrale de faible largeur (100 eV) ayant la forme d'un créneau centré sur ϵ .

V.2 - FORME TEMPORELLE DE LA FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE

La figure n°V.1 représente l'évolution temporelle de la fonction $f(u,t)$ pour une impulsion de photons de 15 keV.

Sur la première courbe, qui correspond à la fin de l'impulsion X ($t = 100$ ps), on distingue nettement :

- les deux seuils S et S' de photo-ionisation des couches K et L pour $u = \epsilon - 245$ eV et $u = \epsilon - 3205$ eV,
- les deux pics Auger A_1 et A_2 pour $u = 217$ eV et $u = 2660$ eV.

La fonction de distribution électronique évolue ensuite très rapidement. Au temps $t = 175$ ps, elle atteint une forme stationnaire dont les abscisses sont inférieures au premier seuil d'ionisation ($I_M = 15,75$ eV). En 75 pico-seconde après la fin de l'impulsion X, la fonction $f(u,t)$ est thermalisée.

V.3 - RESULTATS OBTENUS POUR DIFFERENTES ENERGIES SPECTRALES DES RAYONS X

V.3.1 - Généralités

Les figures n°V.2, V.3 et V.4 décrivent l'évolution temporelle des fonctions de distribution obtenues pour des rayons X incidents d'énergies spectrales respectivement égales à 20, 30 et 50 keV.

Nous rappelons que ces courbes sont établies pour des impulsions X de même durée ($T_p = 100$ ps) et de même énergie nominale ($W_x = 0,1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$).

L'analyse de ces courbes fait apparaître l'influence de l'énergie ϵ , sur l'amplitude de la fonction, et son temps de relaxation.

Degradation des Photoelectrons emis par des rayons X d'energie ξ

$\xi = 15 \text{ Kev}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

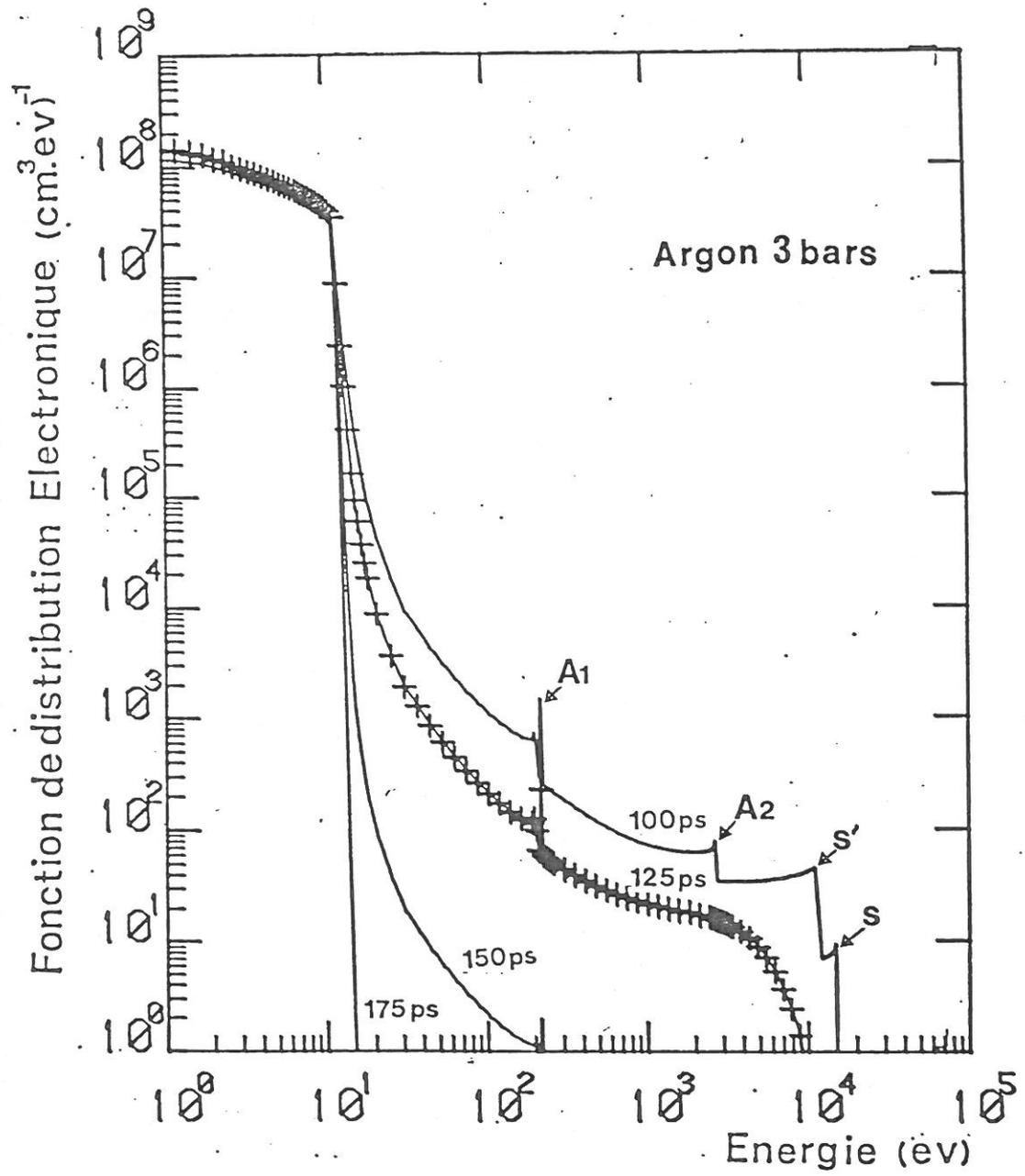


Figure V.1

Degradation des Photoelectrons
emis par des rayons X d'energie ξ

$\xi=20\text{Kev}$ $T_p=100\text{ps}$ $W_x=0.1\mu\text{J}$

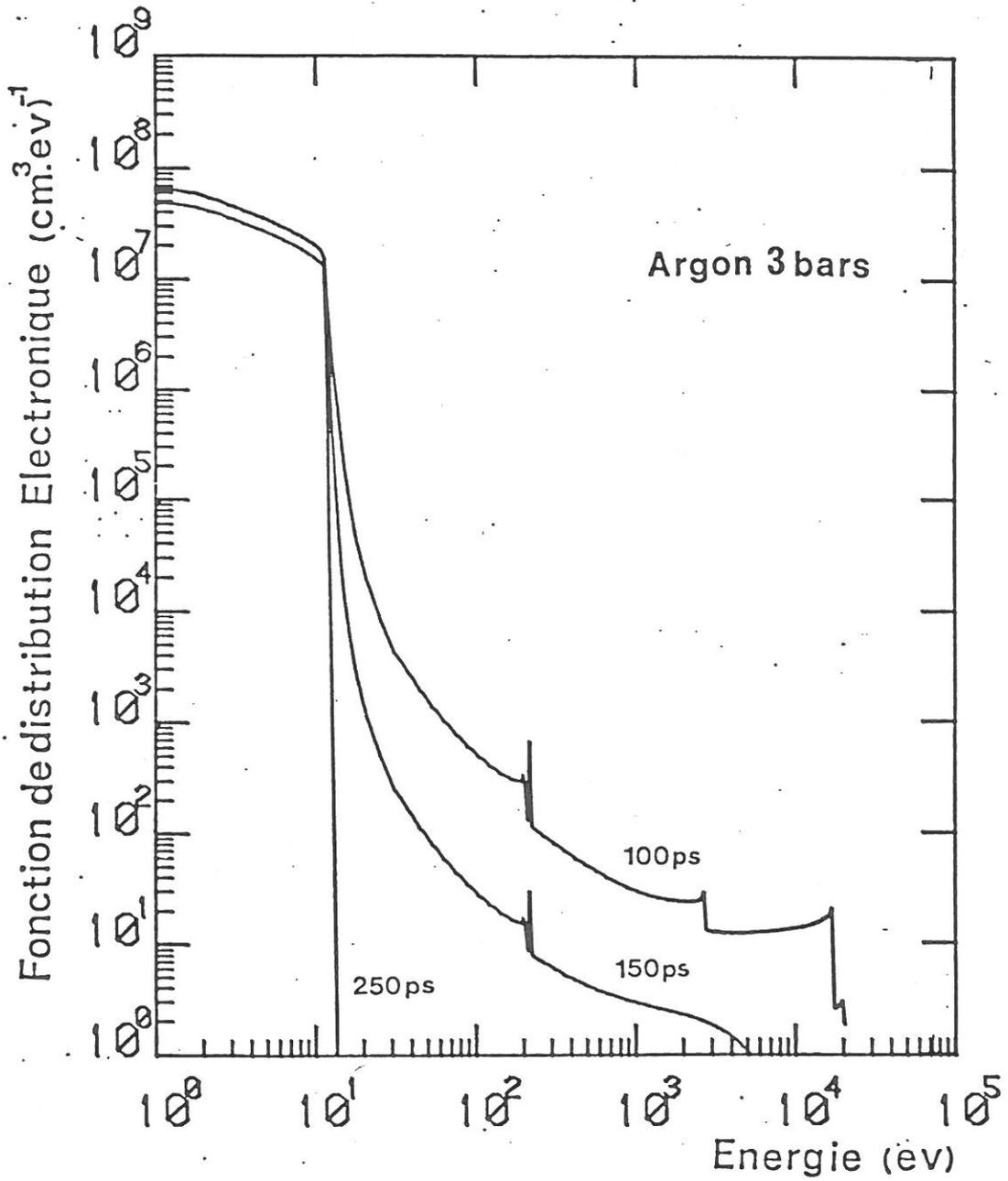


Figure V.2

Degradation des Photoelectrons
emis par des rayons X d'energie ξ

$\xi = 30 \text{ Kev}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

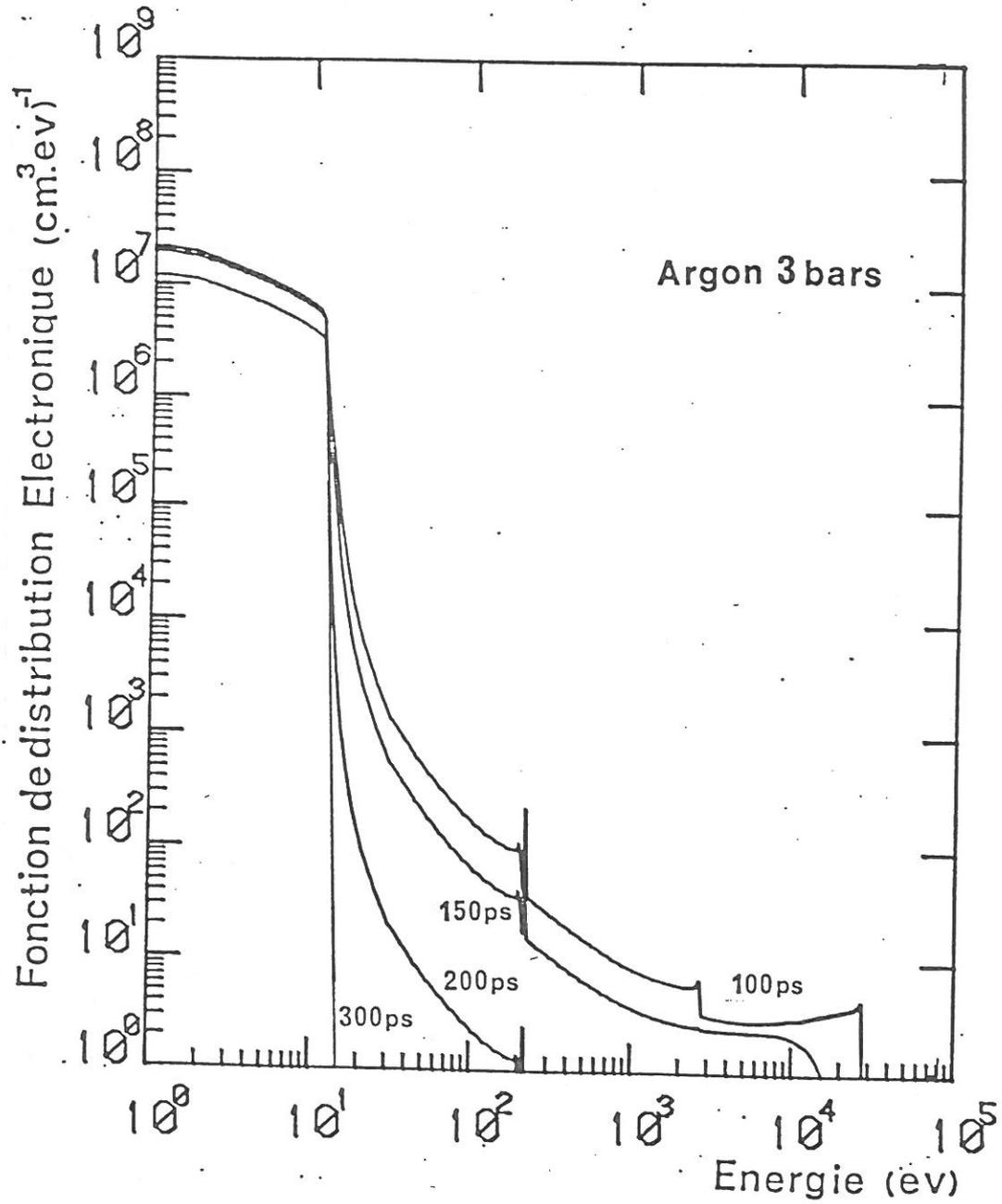


Figure V.3

Degradation des Photoelectrons
emis par des rayons X d'energie ξ

$\xi = 50 \text{ Kev}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

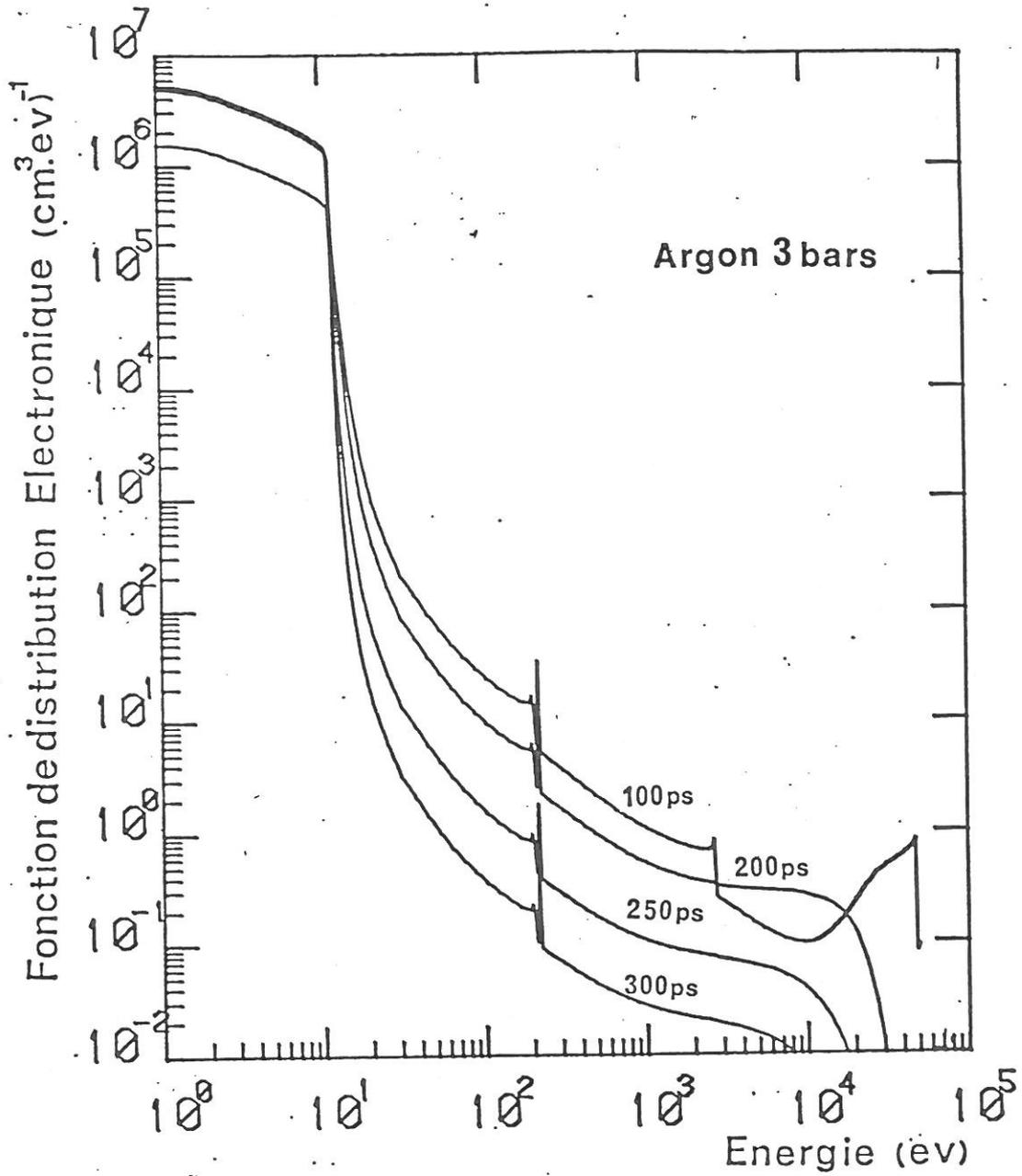


Figure V.4

V.3.2 - Amplitude des fonctions de distribution

Pour une valeur donnée de ϵ , l'amplitude varie peu en fonction du temps (figures n°V.2, V.3 et V.4. Par contre, pour un temps donné (100 ps; 200 ps ou 300 ps), le réseau de courbes obtenu pour plusieurs valeurs de ϵ (fig. n°V.5, V.6 et V.7)) montre des différences d'amplitude de plusieurs ordres de grandeur ($3.10^8 \text{ cm}^{-3}.\text{eV}^{-1}$ pour $\epsilon = 10 \text{ keV}$ et $1,5.10^6 \text{ cm}^{-3}.\text{eV}^{-1}$ pour $\epsilon = 50 \text{ keV}$).

L'amplitude est donc une fonction très décroissante de l'énergie spectrale des rayons X (à énergie X nominale constante).

V.3.3 - Temps de dégradation

Les formes des réseaux de courbes sont en fait identiques à un facteur multiplicatif près et à un déphasage temporel près.

Les figures n° V.5, V.6 et V.7 prouvent que le temps de dégradation énergétique est d'autant plus long que l'énergie ϵ des rayons X est grande.

A l'instant $t = 300 \text{ ps}$ soit 200 ps après la fin de l'impulsion (figure n° V.7), les fonctions de distribution sont thermalisées (ou relaxées) à l'exception de la courbe associée aux rayons X de 50 keV .

Le temps de relaxation de la fonction $f(u,t)$ correspond au temps de dégradation énergétique des photoélectrons, ce temps est dans notre cas très faible, de l'ordre de la centaine de pico-secondes.

V.3.4 - Fonction de distribution relaxée - Densité de préionisation

Les fonctions de distribution thermalisées sont par leur forme identiques, seule l'amplitude permet de les distinguer.

Soit $f_{\epsilon}^0(u)$, la fonction relaxée associée aux photons d'énergie ϵ , on peut par intégration calculer la densité électronique de préionisation résultant de l'impulsion X considérée ($T_p = 100 \text{ ps}$ et $W_x = 0,1 \mu\text{J}/\text{cm}^2$)

$$n_e(\epsilon) = A \int_0^{\epsilon} f_{\epsilon}^0(u) du \quad (\text{voir figure n° V.8})$$

Les résultats obtenus sont consignés sur la figure V.8.

Degradation des Photoelectrons
emis par des rayons X d'energie \mathcal{E}

$t = 100 \text{ ps}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

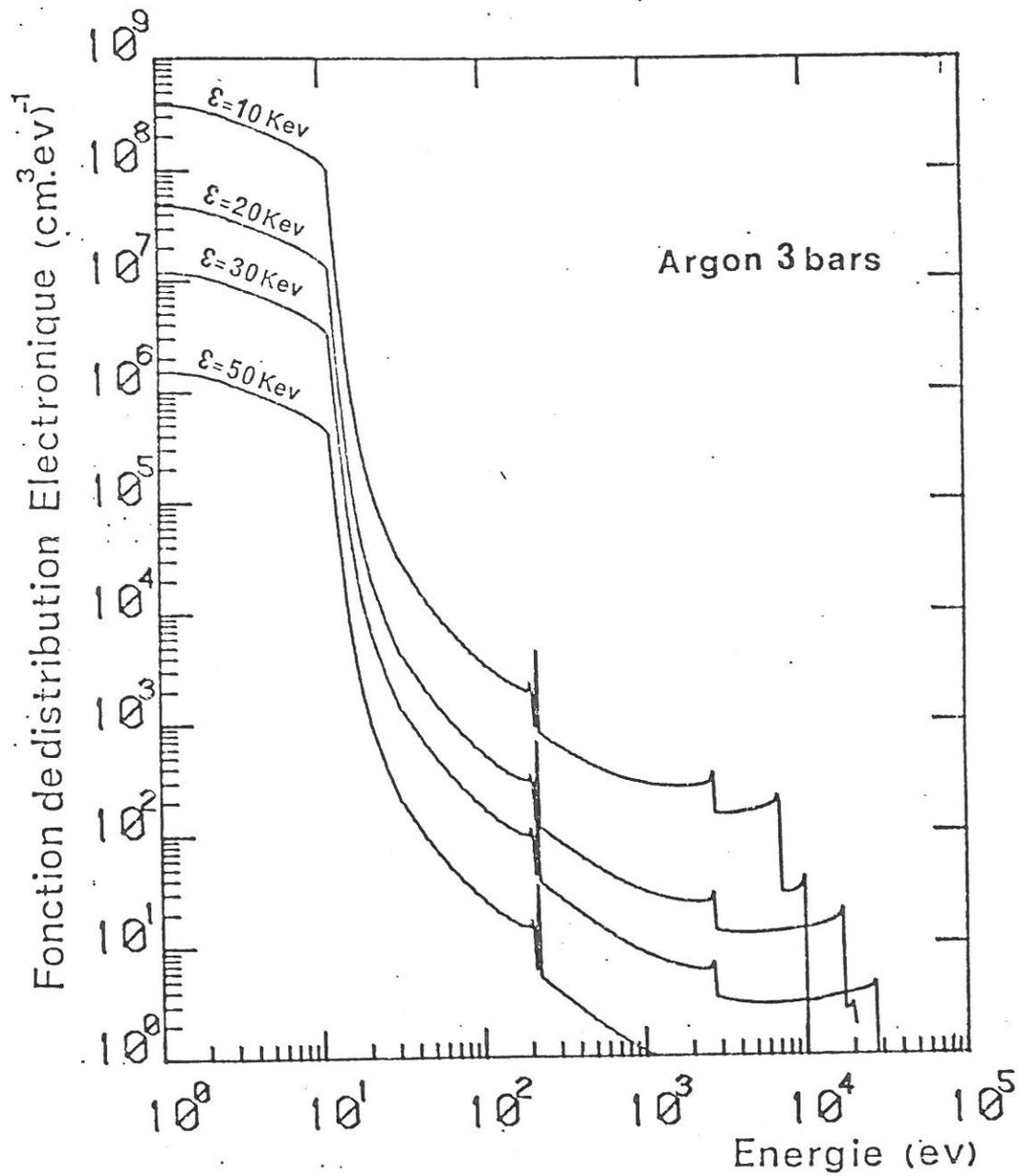


Figure V.5

Degradation des Photoelectrons emis par des rayons X d'energie \mathcal{E}

$t = 200 \text{ ps}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

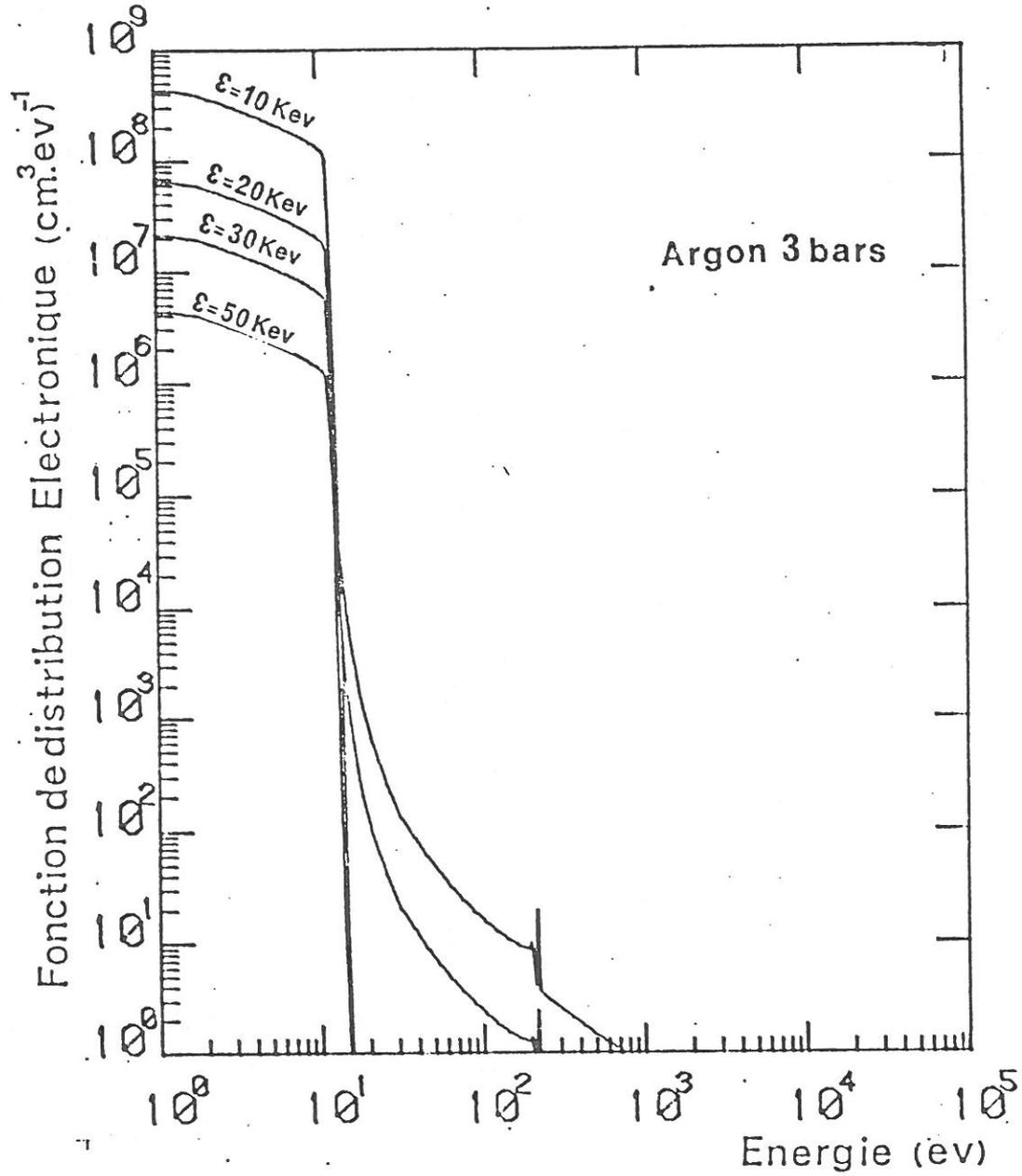


Figure V.6

Degradation des Photoelectrons emis par des rayons X d'energie ϵ

$t = 300 \text{ ps}$ $T_p = 100 \text{ ps}$ $W_x = 0.1 \mu\text{J}$

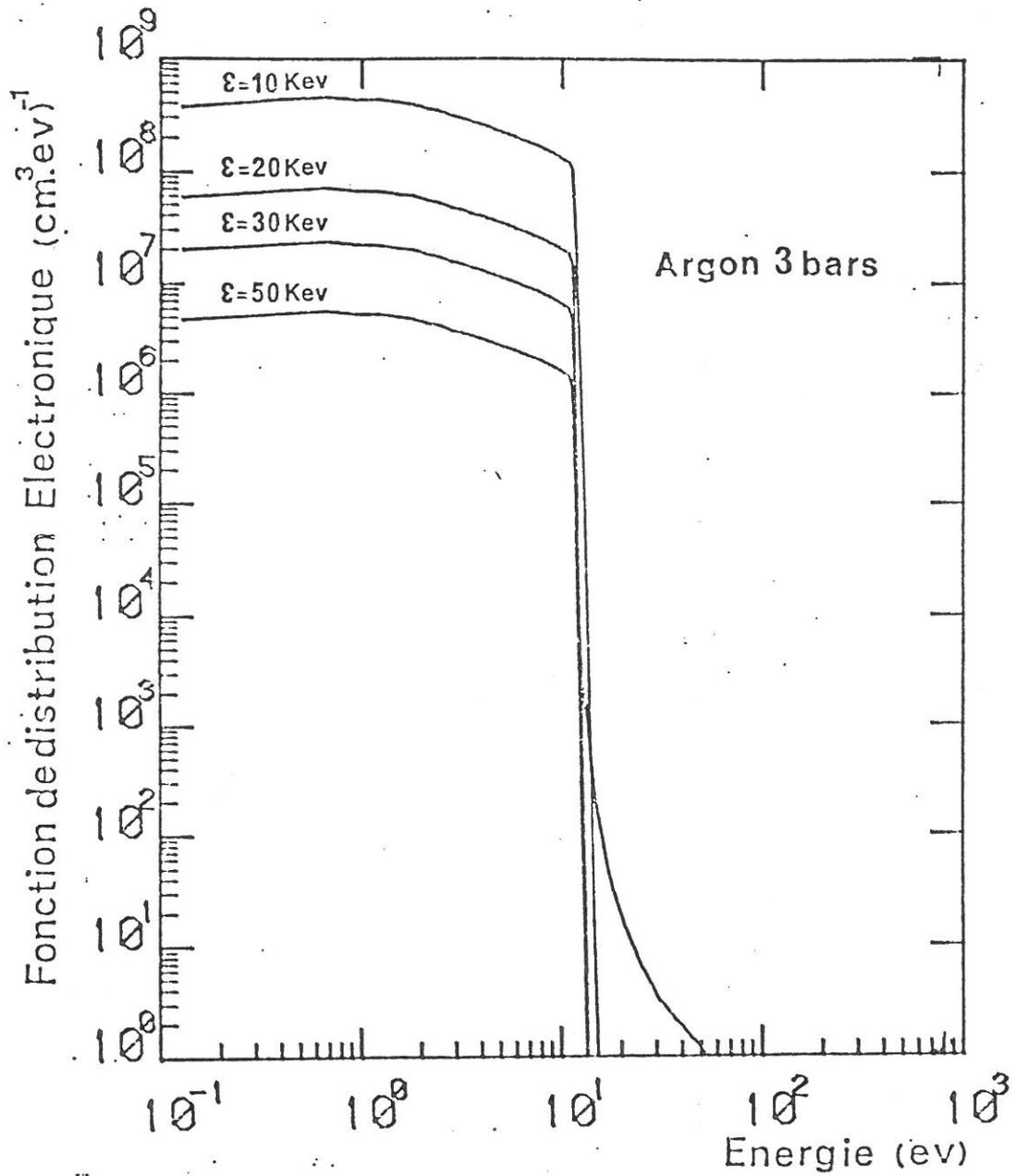


Figure V.7

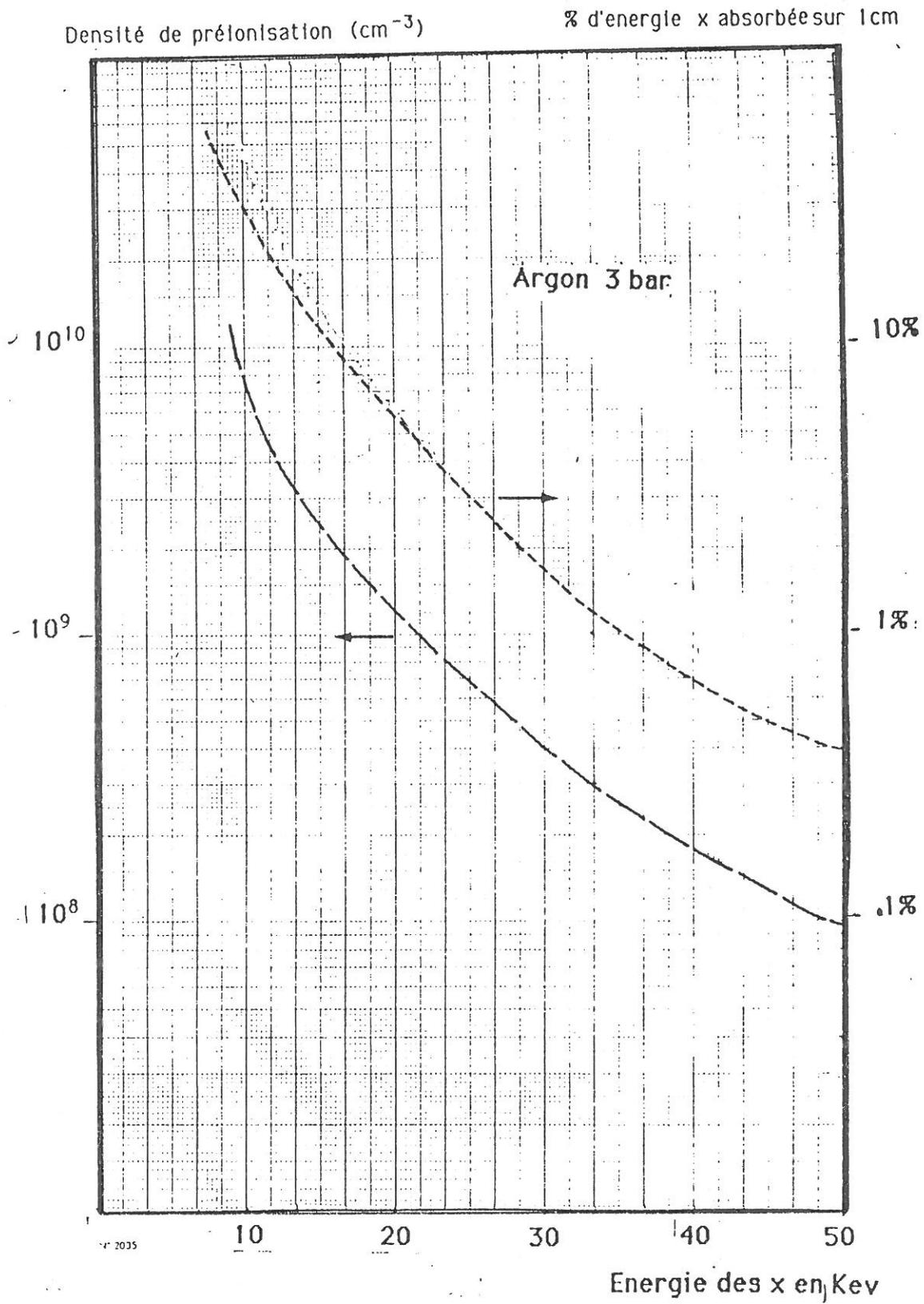


Figure V.8

On remarque que la densité de préionisation est une fonction décroissante de l'énergie ϵ des rayons X.

Les sections efficaces de photoionisation sont, dans notre domaine d'énergie rapidement décroissantes en fonction de l'énergie ϵ des rayons X (figure n° IV.4).

Par ailleurs, l'énergie W nécessaire pour créer une paire ion-électron par impact électronique est pratiquement constante pour des photoélectrons d'énergie supérieure à 500 eV [24]. Ainsi les photoélectrons créés sont d'autant plus ionisants que l'énergie ϵ est élevée mais ce fait ne compense pas, comme le montre la figure IV.8, la diminution rapide du nombre de réactions de photoionisation.

V.4 - FONCTION DE DISTRIBUTION ELECTRONIQUE CORRESPONDANT A UNE DISTRIBUTION SPECTRALE COMPLETE

Les fonctions de distribution électronique associées à des rayons X monoénergétiques ne se distinguant que par leur amplitude et leur temps de relaxation différent, la forme de la distribution résultant d'une distribution spectrale complète est sans surprise.

La figure V.9 représente les résultats obtenus pour la distribution spectrale associée à une tension $u_c(t) = 44$ kV aux bornes du canon x (voir figure IV.3).

V.5 - ACTION DU CHAMP ELECTRIQUE EXTERNE

Nous avons comparé la dégradation de photoélectrons de 20 keV avec et sans champ électrique extérieur. Le champ électrique appliqué est de l'ordre de 12 kV/cm. Les figures V.10 et V.11 représentent les parties basse énergie des fonctions de distribution électronique obtenues aux temps $t = 0,1$ ns et $t = 0,2$ ns.

Le champ électrique chauffe les électrons qui acquièrent une énergie plus grande, la fonction de distribution se creuse aux basses énergies et se translate légèrement vers les hautes énergies.

Degradation des photoelectrons emis par les rayons X
de la distribution spectrale obtenue pour $U_c = 44\text{kv}$

$$T_p = 100\text{ ps} \quad W_x = 0.1\text{ }\mu\text{J}$$

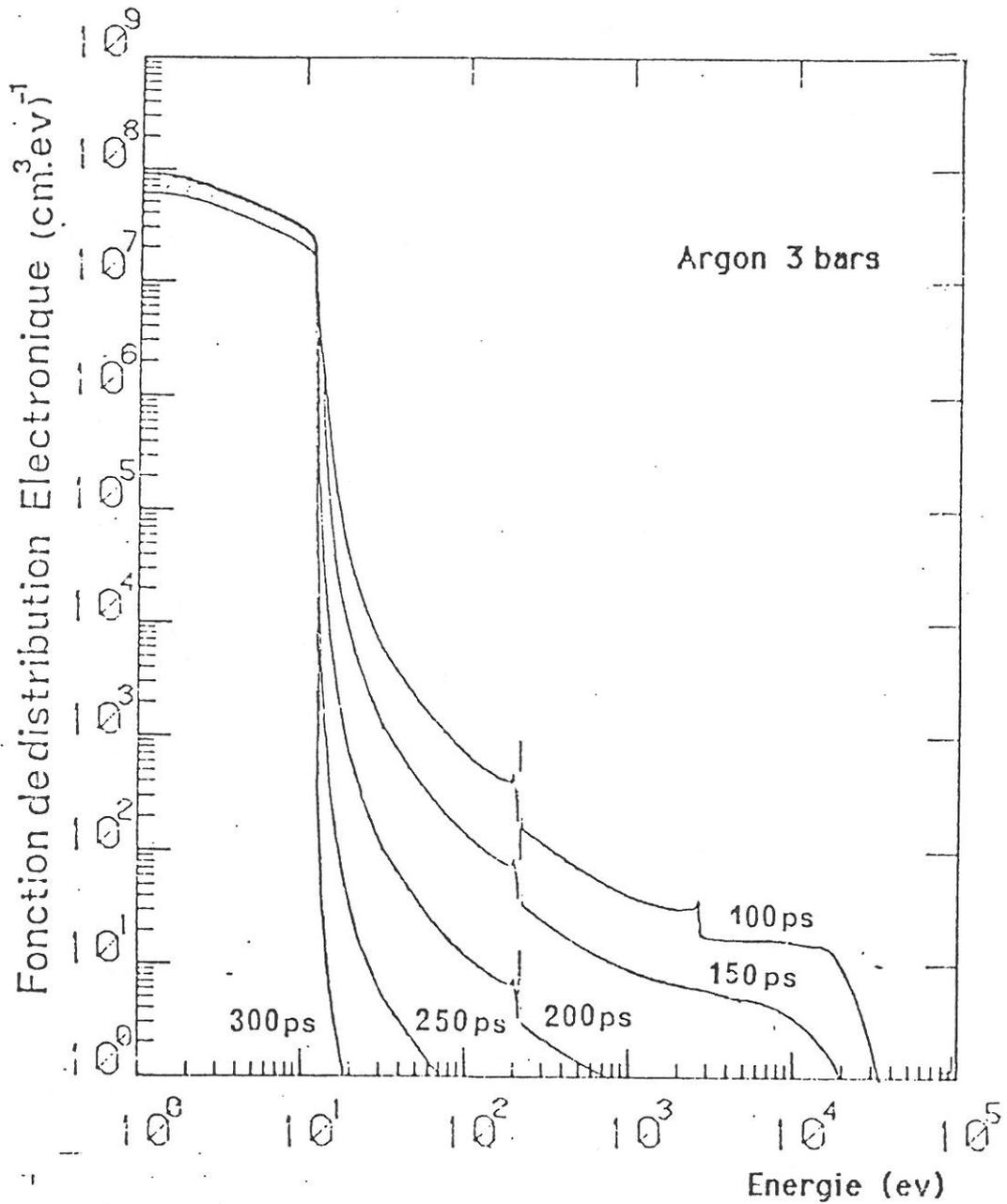


Figure V.9

Degradation de Photoelectrons de 20keV
Influence du champ Electrique

$E=12\text{kv.cm}^{-1}$ $t=100\text{ps}$ $T_p=100\text{ps}$

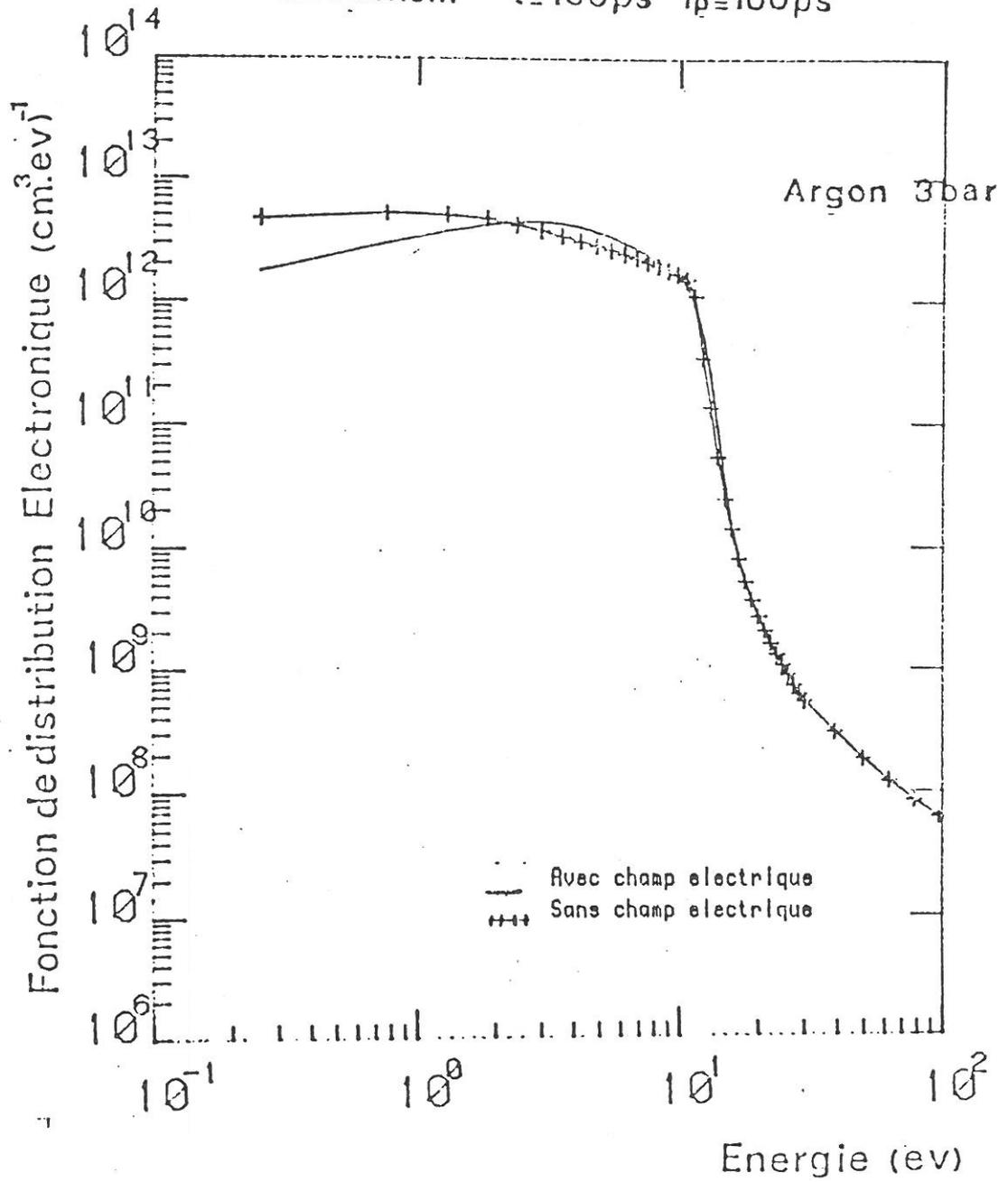


Figure V.10

Degradation de Photoelectrons de 20keV
Influence du champ Electrique

$E=12\text{kv.cm}^{-1}$ $t=200\text{ps}$ $T_p=100\text{ps}$

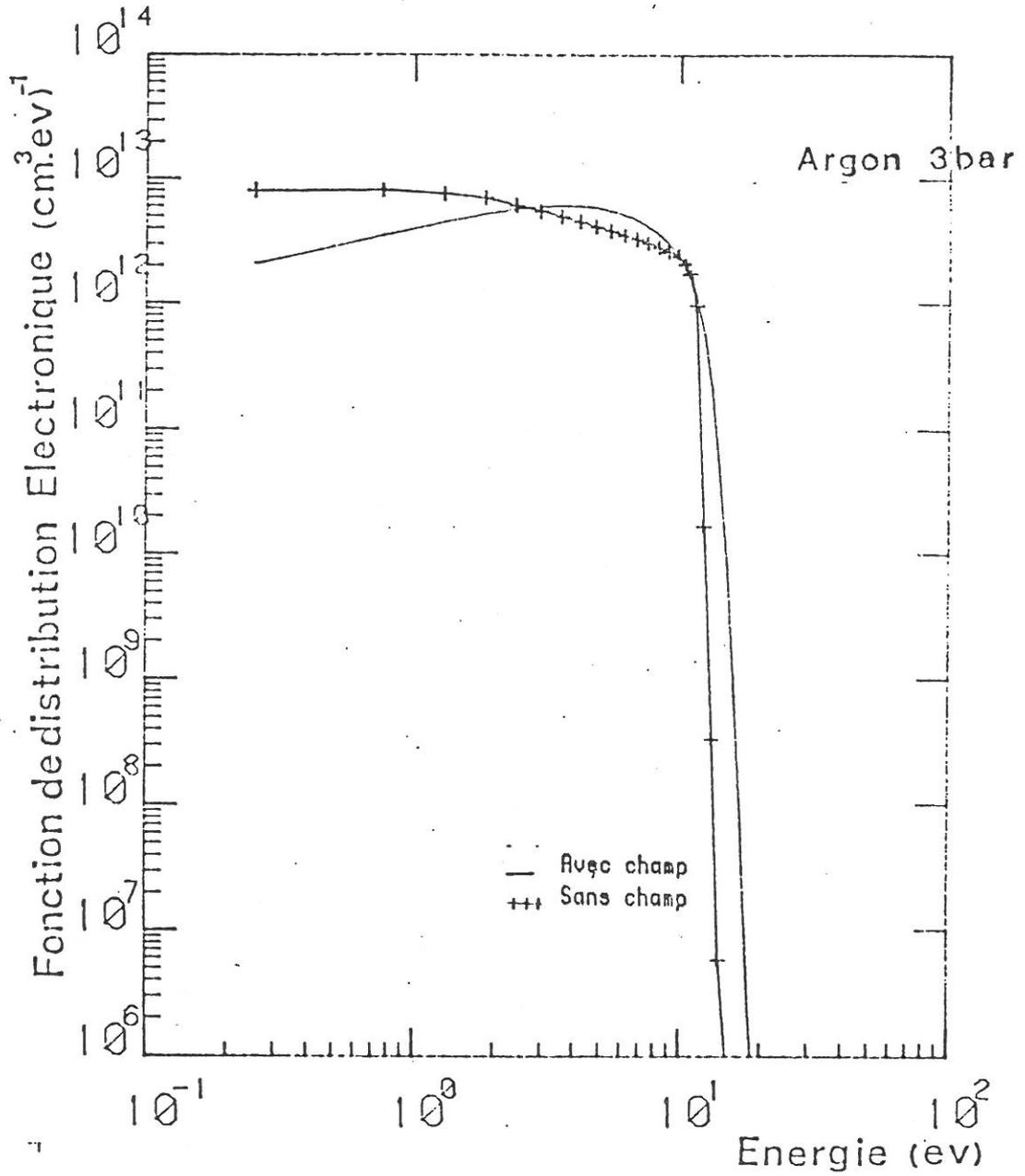


Figure V.11

Aux environs du seuil de réaction d'ionisation, l'échauffement dû au champ entre en compétition avec les processus de dégradation. Un régime d'équilibre s'établit et au temps $t=300$ ps on retrouve une fonction de distribution relaxée stationnaire légèrement décalée vers les hautes énergies. (voir figure n°V.12).

V.6 - DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

V.6.1 - Validité du modèle

Nous venons d'établir que les processus cinétiques rapides thermalisent les photoélectrons appartenant au domaine d'énergie [10 keV, 60 keV], en des temps de l'ordre de la centaine de picosecondes.

Nous avons précédemment émis l'hypothèse que le temps de relaxation des photoélectrons était inférieur aux temps caractéristiques des processus lents du développement de l'avalanche.

Nous entendons par processus lents, les mécanismes cinétiques comportant plusieurs étapes donc cumulatifs.

Si nous nous referons aux modélisations déjà réalisées [20], nous pouvons avancer des temps caractéristiques minimum de l'ordre de la nanoseconde pour ces processus cumulatifs.

Cette évaluation est compatible avec notre hypothèse mais nous devons attendre les résultats de la deuxième étape (développement de l'avalanche) pour statuer sur la validité de notre modèle.

V.6.2 - Efficacité des rayons X

Les résultats théoriques prouvent que pour une même énergie nominale du rayonnement X, le gaz est d'autant plus ionisé que les X sont "mous". Avant de tirer une quelconque conclusion de ce résultat théorique confrontons-le à l'expérimentation.

Rappelons brièvement les relations qui lient les caractéristiques du rayonnement X (énergie, distribution spectrale) au fonctionnement du canon X.

Degradation de Photoelectrons de 20kev
Influence du champ Electrique

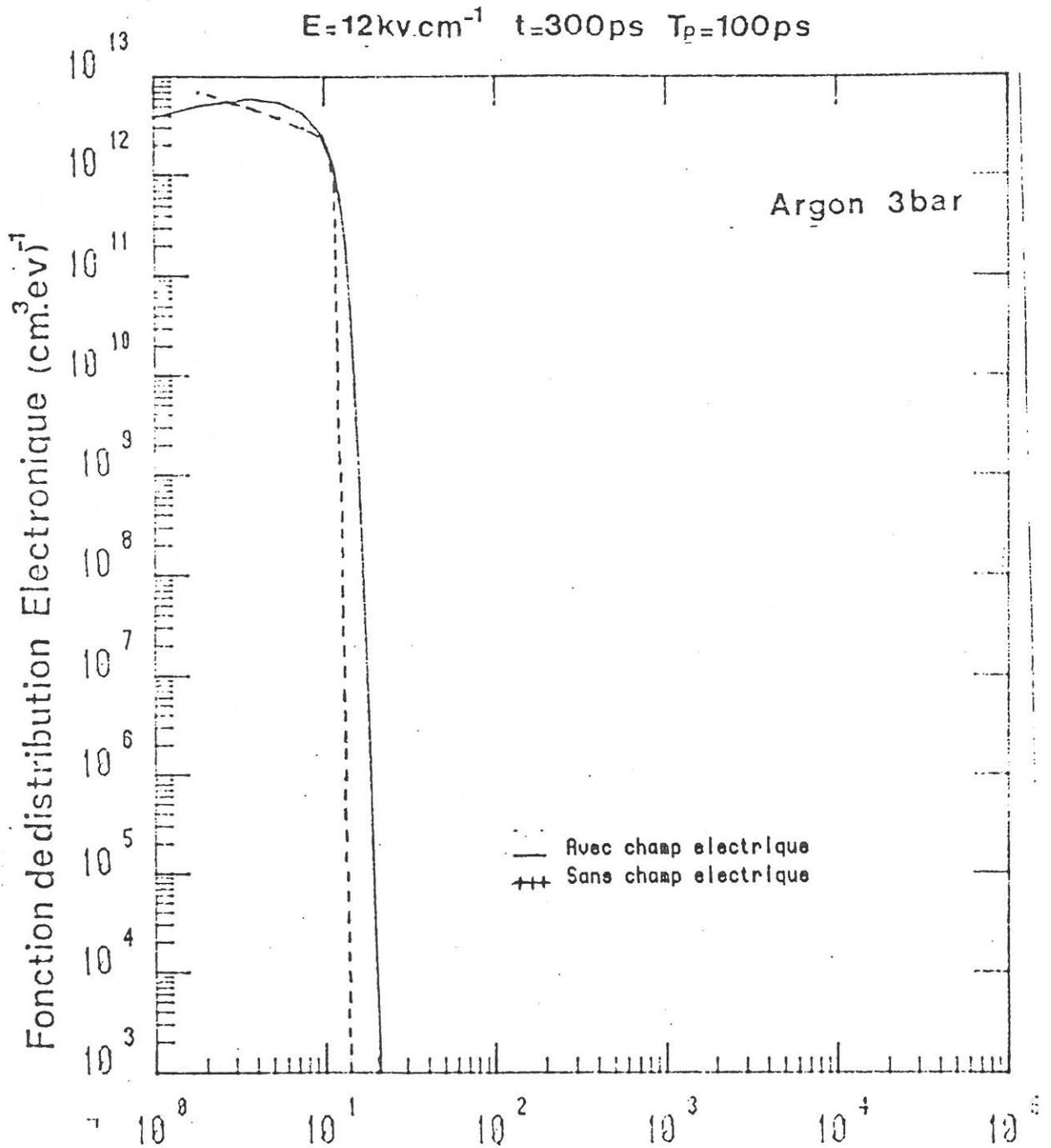


Figure V.12

La tension $u_c(t)$ aux bornes du canon X au temps t détermine la forme de la distribution spectrale et le rendement à cet instant. La distribution spectrale admet un maximum aux environs de $\epsilon = u_c(t)/2$ en eV, le rendement est proportionnel à $u_c(t)$: $\eta_x = \frac{u_c 10^{-6} \cdot Z}{700}$ avec u_c en volts. La puissance électrique injectée dans le canon est également fonction de $u_c(t)$. [$P_e(t) = u_c(t) \cdot i(t)$].

Ainsi, pour produire des rayons X de plus faible énergie spectrale, la tension d'alimentation du canon doit être réduite ce qui provoque simultanément une diminution de la puissance injectée et du rendement de conversion en X.

Les rayons X émis sont filtrés par une fenêtre d'aluminium qui absorbe plus de la moitié des rayons X d'énergie inférieure à 20 keV (fig. n° III.13).

La répartition spatiale du rayonnement n'est pas davantage favorable aux rayons X de faible énergie. En effet, pour des énergies inférieures à 50 keV, les rayons X se séparent en deux lobes d'autant plus espacés que ϵ est faible, seule l'énergie injectée dans l'une de ces deux zones est alors récupérable (fig. n° III.7a).

On remarque également que pour une distance interélectrodes typique de un centimètre, l'atténuation linéaire dans un gaz d'argon à 3 bars devient notable pour des rayons X d'énergie inférieure ou égale à 10 keV, la préionisation ne sera plus homogène dans ce cas.

V.6.3 - Conclusion

10 keV correspond à une limite expérimentale déterminée par le rendement énergétique total du canon X et à une limitation théorique liée au problème d'homogénéité de la préionisation.

A l'inverse, nous pouvons nous interroger au sujet de l'efficacité de rayons X d'énergie supérieure à 60 keV.

Le rendement de conversion X et la directivité des rayons X émis par les canons X dans ce cas sont excellents.

Par contre, l'emploi de tensions élevées (100 kV, 200 kV) aux bornes des canons X provoquent des pertes électriques importantes et créent des difficultés d'ordre technique.

D'autre part, le modèle théorique confirme l'inefficacité de rayons X trop énergétiques.

Les premières préionisations [65], [2] furent effectuées à l'aide de canons à électrons relativistes qui, transformés par la suite en canon à rayons X durs ($\epsilon \geq 200$ keV), permirent également de réaliser les premières préionisations X.

Si la conception de ces deux types de canon requiert les mêmes technologies, les processus physiques résultant de l'action de ces deux préionisations sur le milieu laser sont très différents.

Pour une énergie comparable, la profondeur de pénétration du rayonnement X est nettement supérieure à la distance d'arrêt des électrons : des rayons X dont l'énergie est dans le domaine [15, 50 keV] sont, pour nos conditions, peu absorbés et peuvent donc produire une préionisation homogène, alors que des électrons d'énergie équivalente auraient des distances d'arrêt de l'ordre du millimètre, ce qui est beaucoup trop faible pour obtenir une préionisation homogène.

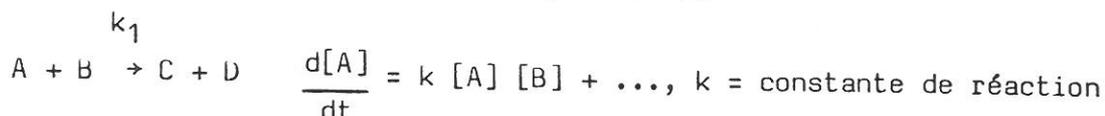
Dans notre cas précis, nous pouvons conclure que le spectre optimum se situe dans le domaine [15 keV, 50 keV].

V.7 - INTRODUCTION A LA PHASE DE DEVELOPPEMENT DE L'AVALANCHE

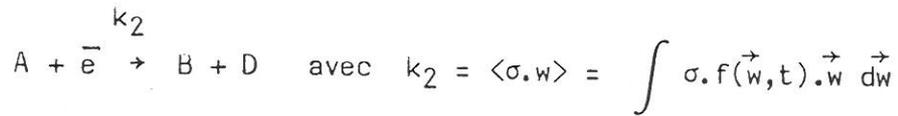
Pendant l'intervalle de temps $[t_1, t_3]$ (environ 100 ns) les électrons participent à des processus complexes mettant en jeu un grand nombre d'espèces atomiques, ioniques ou moléculaires (Ar^* , Ar^{**} , Ar^+ , Ar_2^+ , Ar_3^+ , Ar_2^{**} ...).

Nous distinguons deux sortes de réactions :

- les réactions à deux ou trois corps lourds,



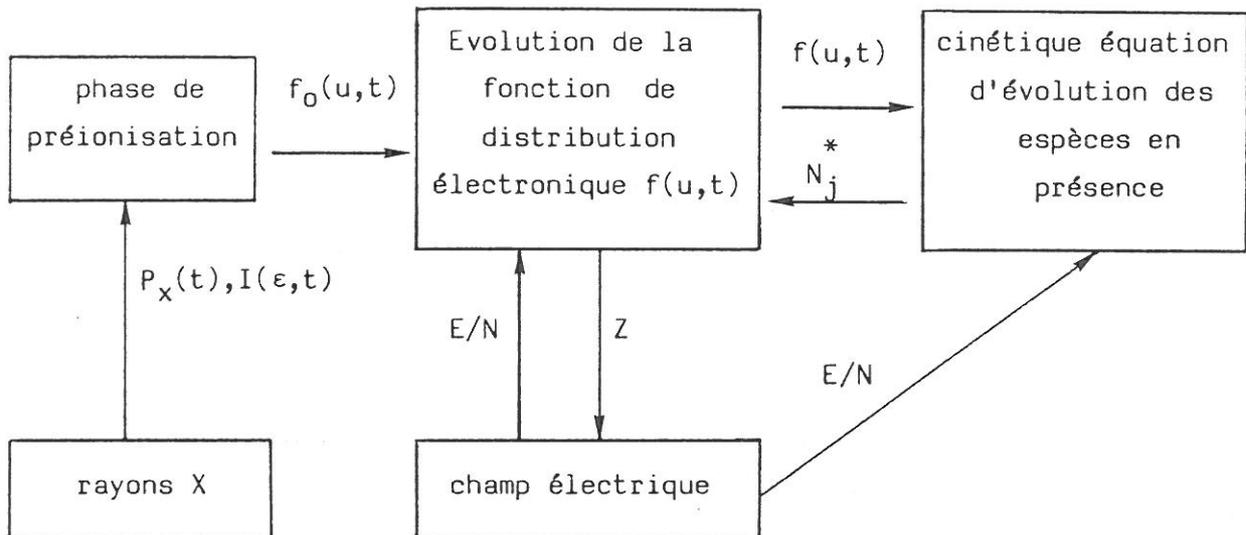
- et les processus faisant intervenir les électrons, par exemple :



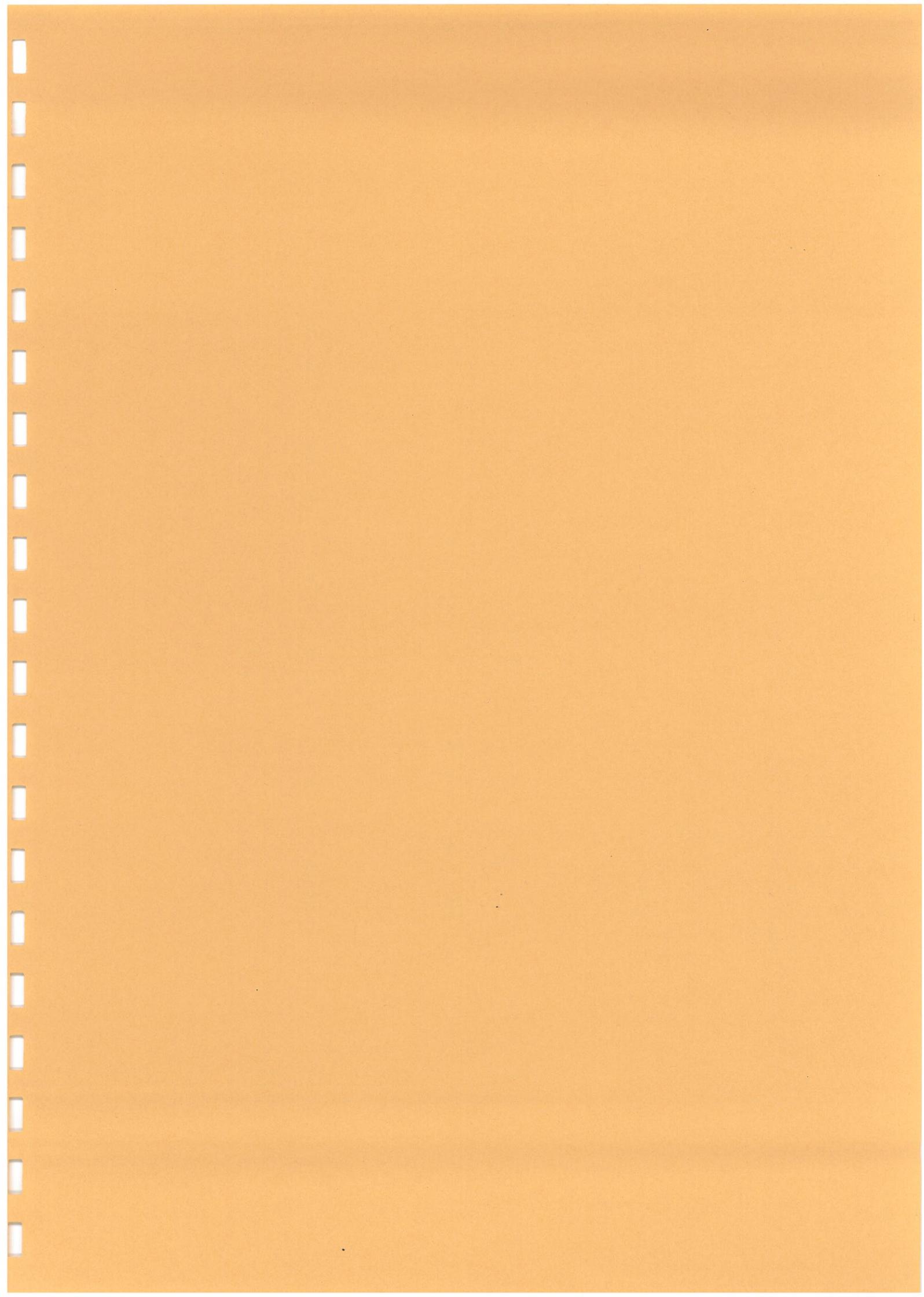
dont la constante de réaction dépend de la section efficace du processus et de la fonction de distribution électronique à cet instant.

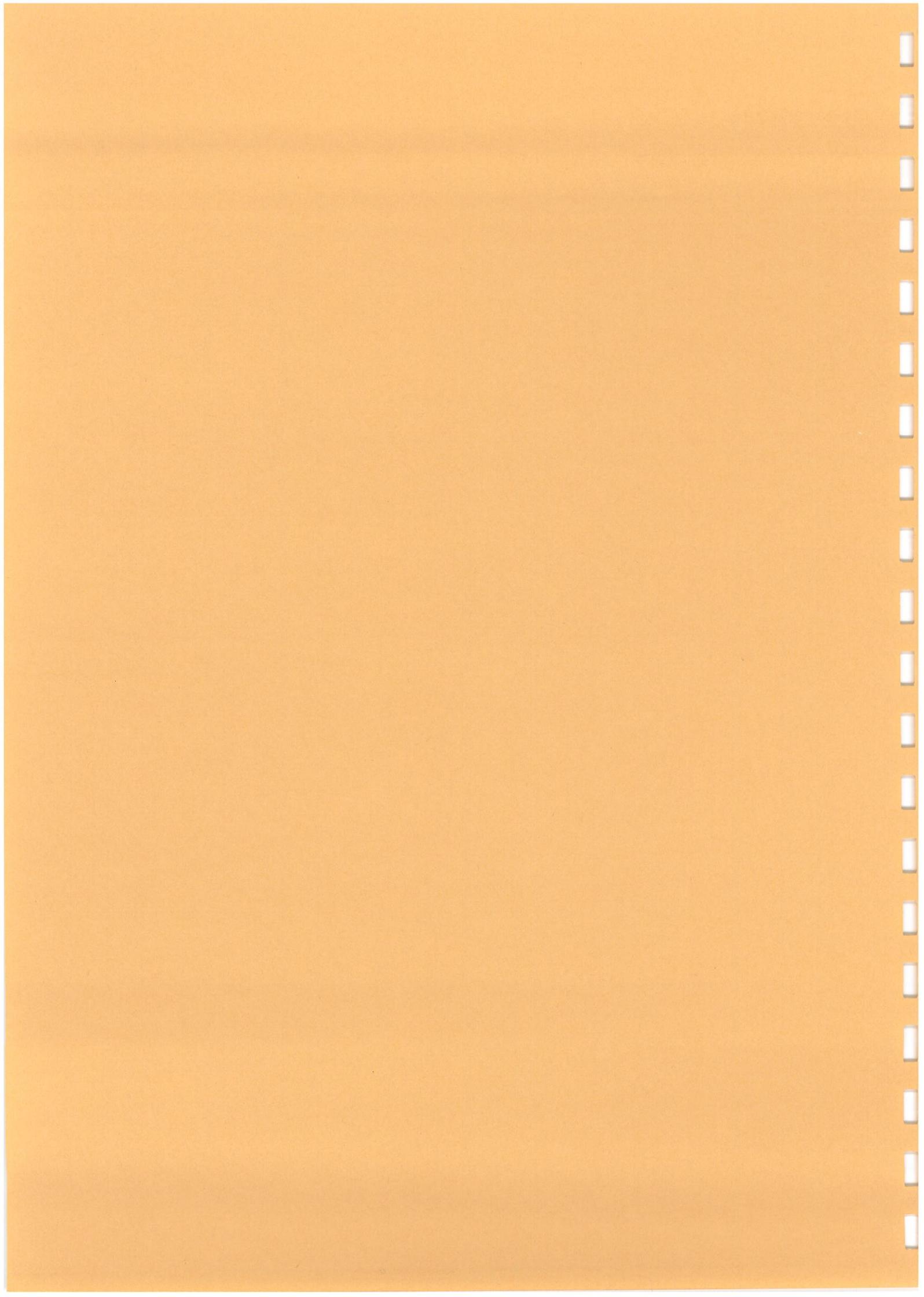
L'équation d'évolution électronique doit tenir compte de tous les processus susceptibles d'agir sur les électrons par conséquent elle dépend des populations N_j^* des espèces participant à ces réactions.

Ces mêmes populations sont couplées par l'intermédiaire de réactions à deux ou trois corps aux autres espèces qui n'interagissent pas directement sur les électrons. La distribution électronique est donc à chaque instant couplée aux populations de toutes les espèces présentes dans le plasma par l'intermédiaire des équations d'évolution.



L'équation de Boltzmann des électrons fort complexe dans ce cas, comporte en outre pendant l'intervalle $[t_1, t_2]$, un terme source continu. Ce terme correspond à la fonction de distribution relaxée des photoélectrons générés par les rayons X à cet instant (on néglige le temps de dégradation).





CONCLUSION

La recherche de systèmes lasers fiables et compacts constitue une des principales orientations du groupe "Nouveaux systèmes lasers" des Laboratoires de Marcoussis où a été élaborée la technique d'excitation par décharge photodéclenchée par rayons UV ou X.

Le principe de photodéclenchement d'une décharge par rayonnement UV a permis, de 1982 à 1984, de mettre au point plusieurs lasers exciplexes fiables mais de petits volumes. En effet, en raison de la faible longueur de pénétration du rayonnement UV dans le gaz à haute pression, les dimensions du milieu actif sont forcément limitées. Par contre l'utilisation de rayons X permet d'ioniser uniformément de grands volumes.

Le dispositif expérimental présenté dans cette étude démontre la possibilité de photodéclencher les décharges par des rayons X et d'obtenir l'effet laser. Ce résultat, établi pour un volume actif de dimensions réduites (50 cm^3) a été par la suite confirmé pour de grands volumes actifs (1 dm^3) et a conduit à la mise au point d'un laser de puissance dont l'énergie de sortie atteint 1,4 J.

L'efficacité de l'excitation du milieu actif étant en partie conditionnée par l'homogénéité du plasma dans sa phase initiale de formation, l'optimisation du pompage implique l'optimisation de la phase de photodéclenchement au cours de laquelle interviennent directement les caractéristiques du rayonnement X utilisé.

La méthode originale de caractérisation du rayonnement X proposée dans ce travail permet de suivre l'évolution temporelle de la distribution spectrale et de l'énergie du rayonnement X. Cette méthode est applicable à tous les canons à rayons X pulsés fonctionnant sur le principe de l'émission Bremsstrahlung. Elle nécessite la connaissance des caractéristiques d'entrée tension courant du canon X ainsi que certaines données relatives à sa structure telles que la nature et l'épaisseur de la cible et des matériaux traversés par les rayons X.

L'influence de la tension d'alimentation du canon sur son rendement énergétique et sur la distribution spectrale du rayonnement X a pu être établie. Le rôle déterminant de la fenêtre de transmission des rayons X sur la forme de la distribution spectrale dans la région des basses fréquences a également été mis en évidence.

La distribution spectrale du rayonnement X pouvant ainsi être contrôlée par l'intermédiaire de la tension d'alimentation du canon, nous avons, dans une deuxième étape, évalué son influence sur l'optimisation de la phase de photodéclenchement.

L'efficacité des rayons X, pour une énergie spectrale ϵ donnée, peut être évaluée par le nombre d'électrons froids résultant de la dégradation énergétique totale des photoélectrons induits dans le milieu laser par les rayons X.

Partant de la nécessité de disposer d'une densité minimale d'électrons froids (estimée à 10^8 - 10^9 e⁻/cm³), pour obtenir une bonne homogénéité et une bonne stabilité de la décharge, nous avons développé un modèle théorique qui permet de tester l'efficacité du rayonnement X dans le domaine 10 keV-60 keV. Ce modèle, fondé sur la résolution numérique de l'équation de Boltzmann, nous a permis de suivre l'évolution temporelle de la fonction de distribution des énergies des électrons résultant des photoélectrons induits dans le milieu haute pression par le rayonnement X jusqu'à dégradation complète de l'énergie des électrons.

Une étude systématique, faite pour un gaz d'argon à une pression de 3 bar, effectuée en fonction de l'énergie spectrale ν d'un rayonnement X monochromatique, a permis de tirer des conclusions sur le temps de dégradation typique des photoélectrons et sur leur efficacité en fonction de l'énergie ϵ .

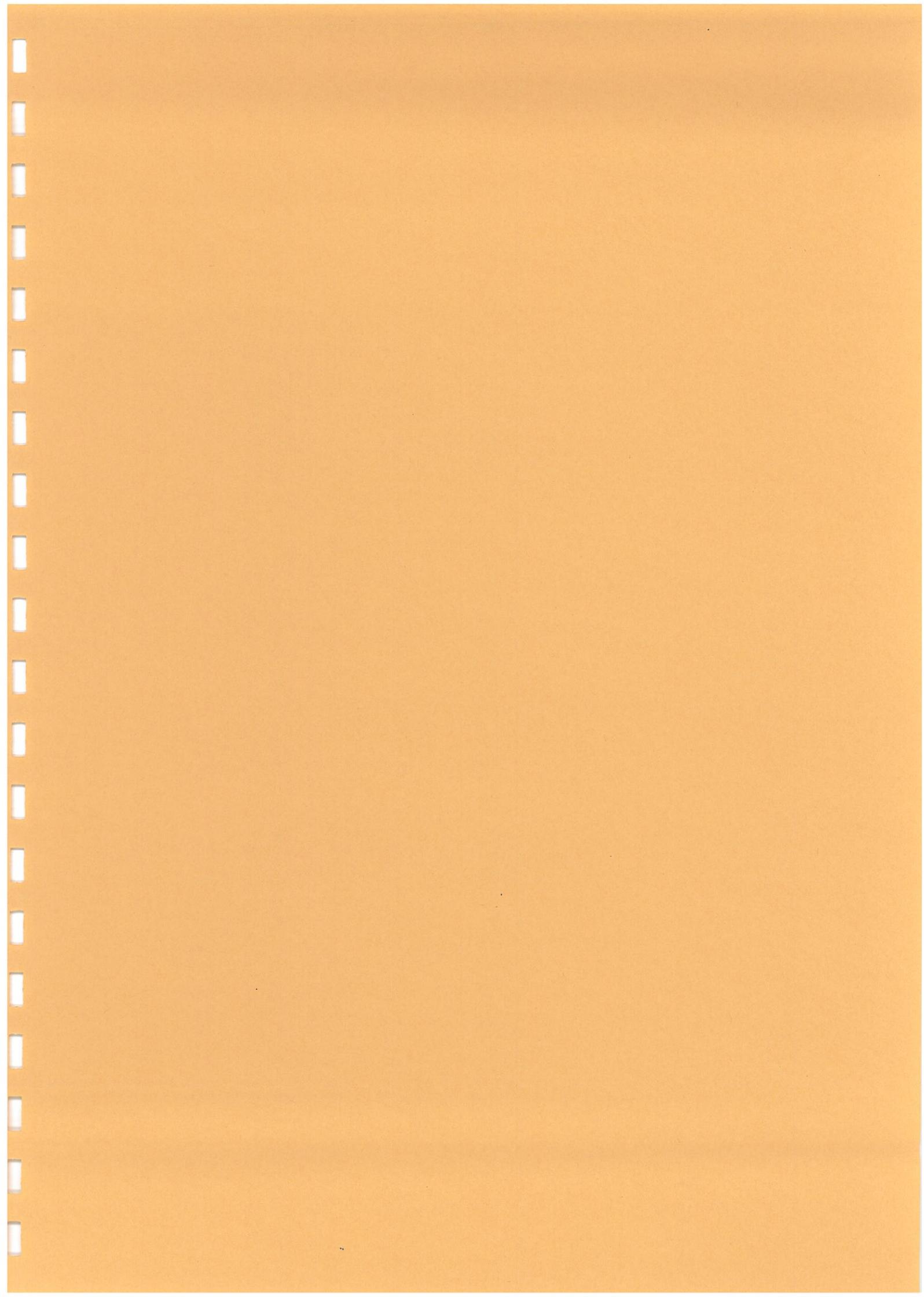
- Pour une même énergie nominale, les rayons X de plus basse énergie spectrale sont les plus efficaces. L'intervalle spectral optimum, compatible avec le dispositif expérimental a été ainsi évalué à 15 keV-50 keV.
- Le temps de dégradation énergétique de photoélectrons d'énergie 10-50 keV n'excède pas 200 ps. Il est par conséquent très inférieur aux temps caractéristiques des processus de formation des espèces excitées par le champ électrique de la décharge.

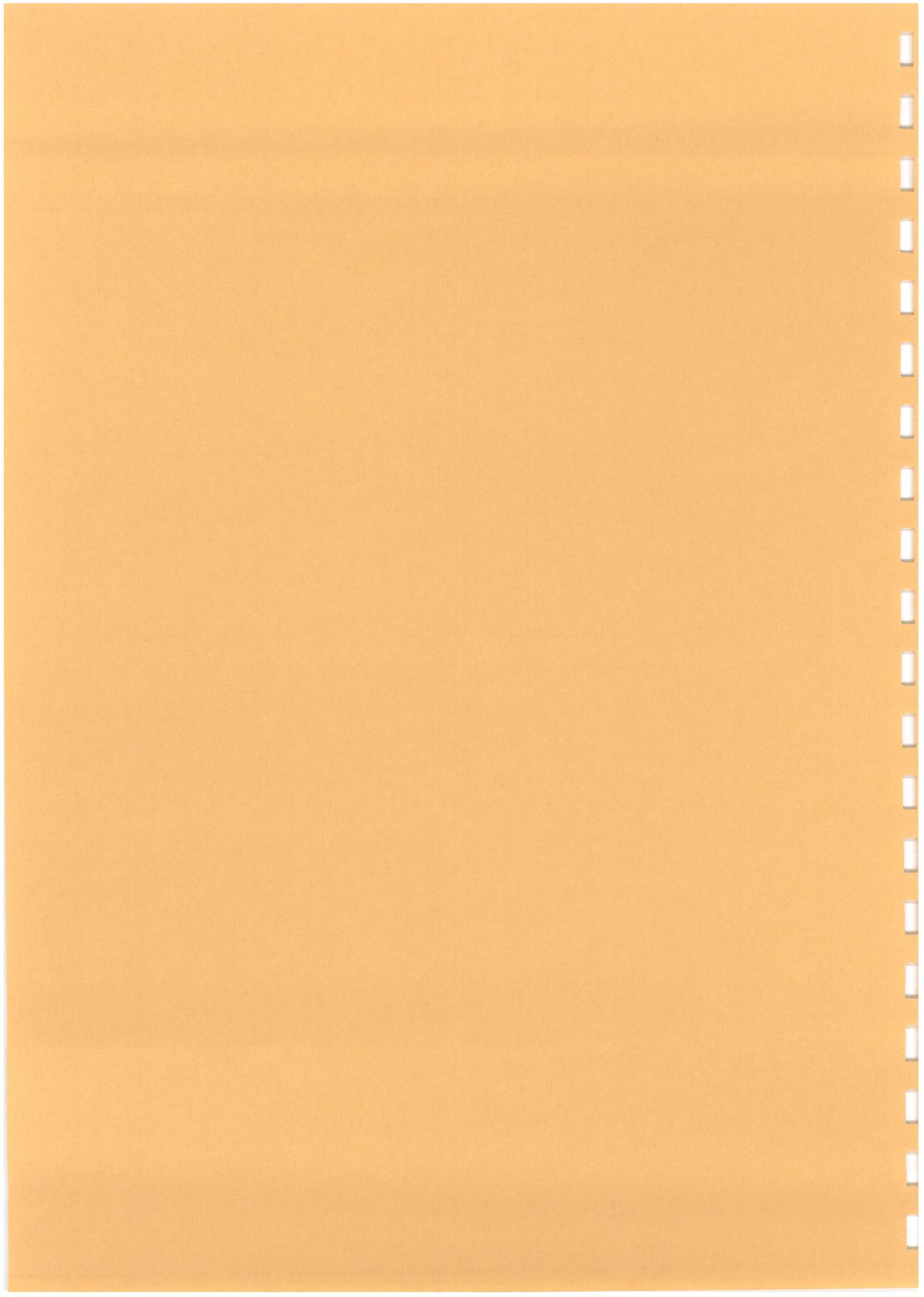
Cette remarque est en fait capitale pour le traitement théorique du développement de l'avalanche, car elle permet le découpage temporel entre les processus de photoionisation et les processus cinétiques qui conduisent au développement de l'avalanche.

Une modélisation complète de la décharge peut maintenant être envisagée, les résultats de la phase de photodéclenchement (densité d'électrons thermalisés et densité d'états excités) étant introduits en tant que termes sources.

Le modèle théorique de la phase de photodéclenchement que nous avons développé dans cette étude est applicable à tous les gaz rares dont les sections efficaces de collisions électroniques et de photoionisation sont connues.

Les conclusions concernant les temps de dégradation énergétiques restent valables pour les autres gaz. Par contre, il serait peut-être utile de réexaminer le problème d'efficacité du rayonnement X dans le cas des mélanges de gaz typiques des lasers à halogénures de gaz rares.





ANNEXE I

EFFETS BIOLOGIQUES DES RAYONS X - UNITES DE RADIOACTIVITE

I - GENERALITES

Le domaine des longueurs d'onde des rayons X s'étend de 100 \AA à $0,01 \text{ \AA}$, ce qui définit le domaine de fréquences entre 3.10^{16} Hz et 3.10^{20} Hz et les énergies spectrales entre $0,13 \text{ KeV}$ et $1,3 \text{ MeV}$.

Les rayons X ont été découverts en 1895 par Röntgen.

Les rayons X produisent l'ionisation des molécules et des atomes des corps qu'ils traversent. Les corps irradiés absorbent d'autant plus les rayons X que leur numéro atomique est élevé, ainsi les os constitués de Phosphore et de Calcium sont plus absorbants que les chairs constituées d'Azote, d'Oxygène et d'Hydrogène.

II - DOSAGE DES EFFETS PRODUITS PAR LES RAYONNEMENTS IONISANTS UNITES DE RADIOACTIVITE

Les rayons X, γ , β ou α ainsi que les faisceaux d'électrons sont des rayonnements ionisants.

Le röntgen (symbole R) est l'unité de dose de rayonnement associée à la production de $2,08.10^9$ paires d'ions par centimètre cube d'air pris à 0°C sous une atmosphère.

L'unité de Becquerel (Symbole Bq) correspond à une désintégration par seconde d'un échantillon radioactif.

Le Curie : Un curie (symbole Ci) est égal à $3,7.10^{10} \text{ Bq}$.

Le Gray (symbole G) et le Rad (rad) sont des unités caractérisant l'énergie absorbée sous forme de rayonnement ionisant par unité de masse du milieu irradié.

Ainsi $1 \text{ G} = 1 \text{ J/Kg}$
 $1 \text{ rad} = 10^{-2} \text{ G} = 10^{-2} \text{ J/Kg} = 100 \text{ erg/g}$
avec $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ Joule}$.

Le Rem (symbole rem) caractérise l'effet biologique produit par le rayonnement. Un rem correspond à une dose de rayonnement qui produirait chez l'homme autant de dégât biologique que 1 Röentgen de rayons γ .

La dose en rems est égale à la dose en rad multipliée par le facteur d'efficacité (E.B.R.) du rayonnement ionisant. (dose en rem = dose en rad. (E.B.R.)). Ce facteur d'efficacité (E.B.R.) vaut 1 pour les rayons γ et X, vaut 10 pour les rayons α et vaut de 3 à 10 pour les faisceaux de neutrons suivant l'énergie cinétique de ceux-ci.

III - DIFFERENTS TYPES DE RADIOACTIVITE

- La radioactivité naturelle

Elle est principalement due aux rayons cosmiques (environ 50 mrems/an), aux roches granitiques (de 150 mrems/an à 1 rem suivant les régions), aux radionucléides du corps (20 à 30 mrems/an).

La radioactivité naturelle est en moyenne de 125 mrems/an mais peut atteindre 250 mrems/an en Auvergne où le sol est granitique.

- La radioactivité artificielle

La radioactivité émanant des centrales nucléaires est limitée par la législation :

- . 5 rems/an pour le personnel technique de la centrale nucléaire,
- . 500 mrems/an pour le personnel administratif de la centrale,
- . 170 mrems/an pour l'ensemble de la population.

La radioactivité artificielle produite par les téléviseurs est estimée à 5 mrems/an, celle des montres à cadran luminescent à 2 mrems/an et la dose due aux radiographies est évaluée à 1 rem/an.

IV - DANGER ET EFFET DES IRRADIATIONS

Les effets des irradiations instantanées en fonction des doses reçues sont consignées dans le tableau suivant :

DOSES	EFFETS
≥ 800 rems	Mort certaine dans les mois qui suivent.
de 800 à 500 rems	Mort dans 50 % des cas dans les mois qui suivent.
200 à 500 rems	Mort dans 15 % des cas provoquée par des infections.
100 à 200 rems	Diminution des globules blancs et rouges, infections, asthémie, mort dans 5 % des cas.
50 à 100 rems	Diminution des globules blancs, risque de cancers et de leucémie dans les années qui suivent. Stérilité définitive chez la femme, de 2 à 3 ans chez l'homme.

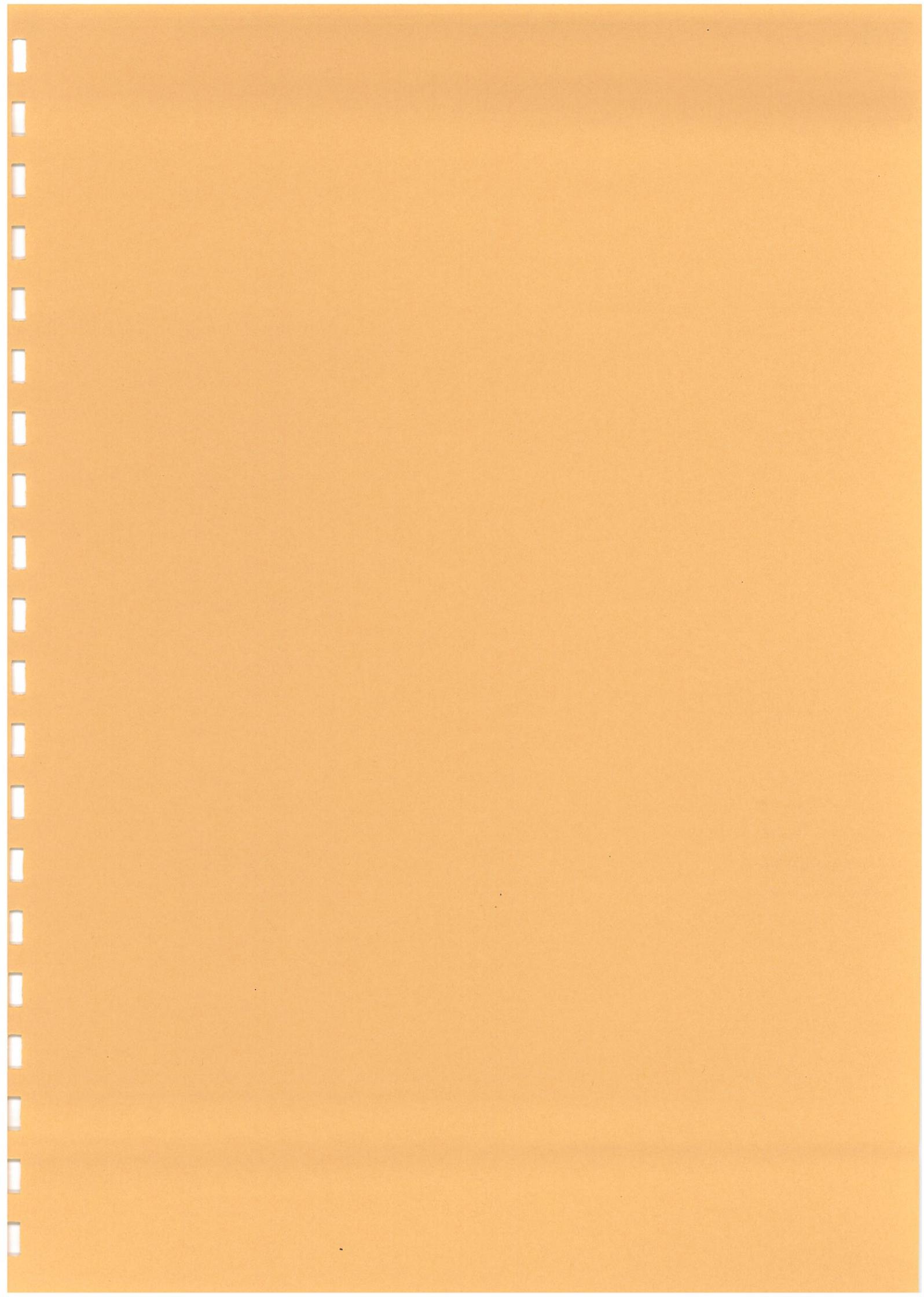
Les effets des rayonnements ionisants sont de plus cumulatifs dans le temps.
On définit la dose admissible pour un homme d'âge x par la formule :

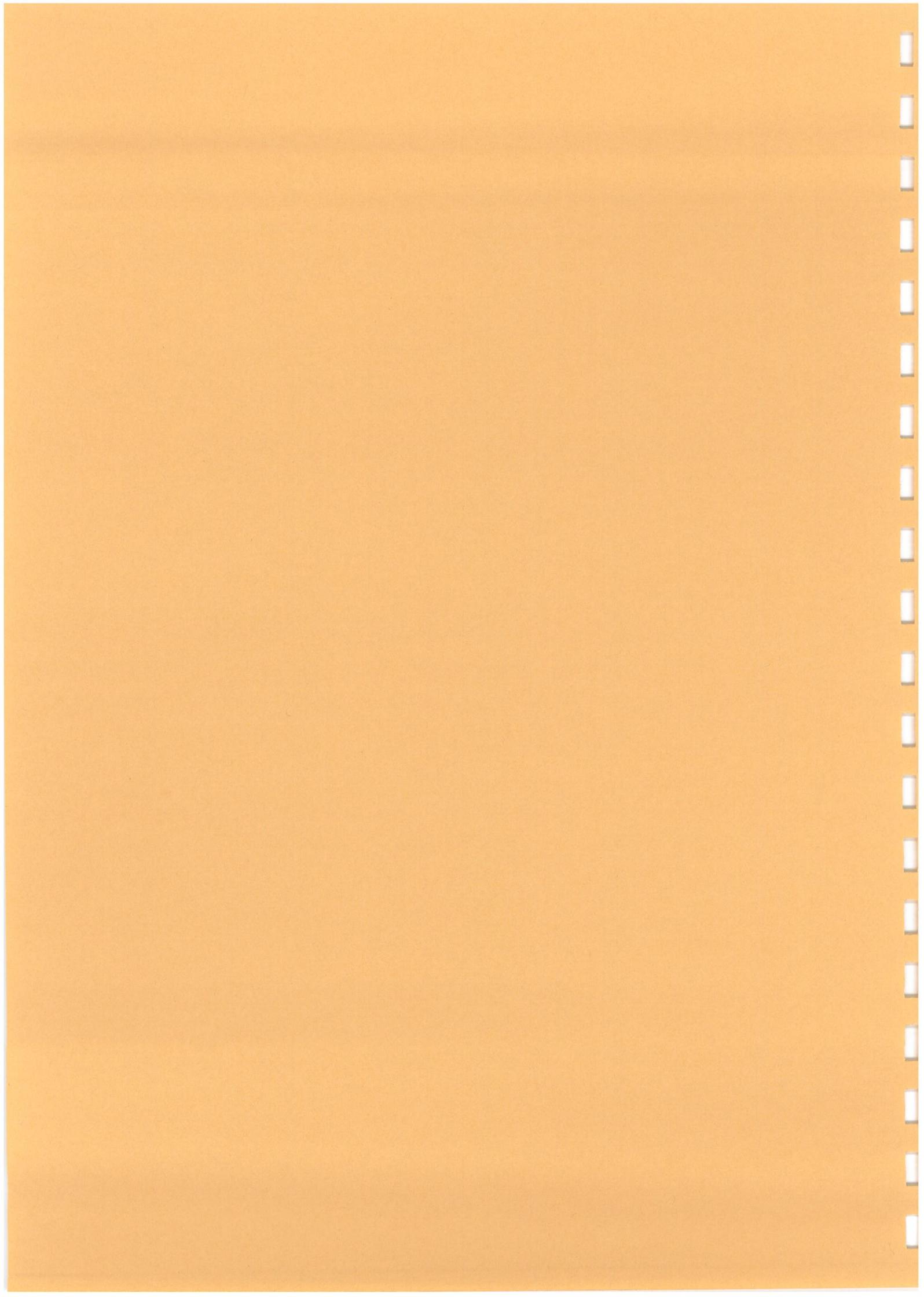
$$D_{MAX} = (x - 18).5 \text{ rems} \quad \text{pour } x > 18 \text{ ans.}$$

La dose maximum admissible sur une année est de 5 rems.

Au-delà de ces deux doses maximum les risques de cancers, leucémie, anémie, mutation sont notables.

On remarquera que les résultats présentés ici proviennent de sources statistiques, et que les réactions de plusieurs individus exposés à des mêmes doses peuvent être extrêmement variables.





REFERENCES

- [1] D.C. O'SHEA, W. ROUSSEL CALLEN, W.T. RHODES
"Introduction aux lasers" Edité par EYROLLES, Paris (1981).
- [2] Ch. A. BRAU
"Excimer lasers", 87, RHODES Cb. K Editeur. Topics in Applied Physics, Vol. 30, Springer-Verlag (1979).
- [3] B.L. FONTAINE
"Lasers à excimeres" Ecole d'été "Réactivité des plasmas" Aussois, Août 1983, Editions de Physique (1984).
- [4] F. COLLIER
Physique du milieu laser : lasers impulsionsnels à transitions électroniques, Ecole d'éta "Réactivité dans les plasmas", Aussois, Août 1983. Editions de Physique (1984).
- [5] V. PUECH, Thèse Université Paris-Sud, 28 juin 1982.
- [6] R. A. NODWELL, J. MEYER et T. JACOBSON
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 10, 335 (1970).
- [7] V. PUECH
Plasmas produits par faisceaux d'électrons relativistes, Ecole d'été, "Réactivité dans les plasmas", Aussois, Août 1983, Editions de Physique (1984).
- [8] D. C. LORENTZ, R. E. OLSON et G. M. CONKLIN
Chem. Phys. Lett. 20, 589 (1973).
- [9] R. A. NODWELL, J. MEYER et T. JACOBSON
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 10, 335 (1970).
- [10] M. C. CASTEX
GRECO 38, "Halogénures de gaz rare". Les Ménuires, janvier 1984.

- [11] P. JEFFREY HAY and THOM. H. DUNNING, Jr.
J. Chem. Phys., 66, 1306 (1976).
- [12] T. H. JOHNSON and A. M. HUNTER
J. Appl. Phys., 51, 2408 (1980).
- [13] W. J. WITTEMAN and B. M. H. H. KLEIKAMP
J. Appl. Phys., 55, 1299 (1984).
- [14] W. B. LACINA and D. B. COHN
Appl. Phys. Lett., 32, 106 (1978).
- [15] K. MIDORIKAWA, H. HOKAZONO, N. OBARA, T. FUJIOKA
"Excimer lasers 1983" Edité par C. K. RHODES. American Institute
of Physics - New York (1983).
- [16] W. H. LONG, Jr, M. J. PLUMMER and E. A. STAPPAERTS
Appl. Phys. Lett., 43, 735 (1983).
- [17] G. W. YORK, S. J. CZUCHLEWSKI, L. A. ROSOCHA, E. T. SALESKY
Paper Th L3. Conference "CLEO 85", Baltimore, Maryland, May 1985.
- [18] H. A. KOEHLER, L. S. FERDERBER, D. L. REAHEAD, P. J. EBERT
Appl. Phys. Lett., 21, 198 (1972).
- [19] J. D. DAUGHERTY, J. A. MANGANO, J. H. JACOB
Appl. Phys. Lett., 28, 581 (1976).
- [20] H. HARA, S. NAMBA, A. HOSHINO, H. TAKUMA
Jpn. J. Appl. Phys., 23, 192 (1984).
- [21] E. E. KUNHARDT
I.E.E.E. Transaction on plasma, 8, 134 (1984).
- [22] H. RAETHER
"Electron avalanche and breakdown in gases" London Butterworths
(1964)
- [23] J. S. TOWNSEND
Phil. Mag., 3, 557 (1902).

- [24] A. J. PALMER
Appl. Phys. Lett., 25, 138 (1974).
- [25] J. I. LEVATTER Ph. D.
Dissertation University of California, San Diego (1979).
- [26] R. S. TAYLOR, P. B. CORKUM, S. WATANABE, K. E. LEOPOLD, A. J. ALCOCK
I. E. E. E. of Quantum Electron, 19, 416 (1983).
- [27] R. BURHAM, N. DJEU
Appl. Phys. Lett., 29, 707 (1976).
- [28] K. MIDORIKAWA, M. OBARA, T. FUJIOKA
I. E. E. E. of Quantum Electron, 20, 198 (1984).
- [29] C. R. TALLMAN, I. J. BIGIO
Appl. Phys. Lett., 42, 149 (1983).
- [30] M. SENTIS, B. FONTAINE, B. FORESTIER
Communication 4th G.C.L., Stresa, Italie (septembre 1983).
- [31] J. I. LEVATTER Ph. D.
Dissertation University of California, San Diego (1979).
- [32] S. C. LIN and J. I. LEVATTER
Appl. Phys. Lett., 34, 505 (1979).
- [33] J. I. LEVATTER and Z. LI
Rev. Sci. Instrum., 52, 1651 (1981).
- [34] H. SHIELDS and A. J. ALCOCK
Opt. Commun., 42, 128 (1982).
- [35] S. SHUMIDA, M. OBARA and T. FUJIOKA
Appl. Phys. Lett., 33, 913 (1978).
- [36] A. GEVAUDAN
Thèse Université d'Aix-Marseille II (1986).

- [37] B. LACOUR and C. VANNIER
Conference "CLEO 82", Phoenix A, April 1982.
- [38] B. LACOUR and C. VANNIER
OPTO 82, PARIS.
- [39] B. LACOUR and C. VANNIER
Conference "LASER 82", New Orleans, December 1982.
- [40] B. LACOUR and C. VANNIER
Conference "CLEO 85", Baltimore (Maryland) May 1985.
- [41] K. JAYARAM, A. J. ALCOCK
Appl. Phys. Lett., 46, 636 (1985).
- [42] J. BRETAGNE and Y. LOUVET
J. Appl. Phys. (à paraître).
- [43] COMPTON et ALLISON
"X Rays in Theory and Experiment", Editeur D. Van Nostrand Company,
Inc.
- [44] H. E. JOHNS
"Radiation dosimetry" Edited by Frank H. Attise and E. Tochin (1969).
- [45] KAELBLES
"HANDBOOK of X RAYS", Mac Graw Hill (1967).
- [46] S. TOWN STEPHENSON
"HANDBUCH DER PHYSIK", Vol. 30, ed. S. Flugge, Springer-Verlag,
Berlin 1957.
- [47] V. PUECH
Thèse de Troisième Cycle, Université Paris-Sud (1976).
- [48] K. MIDORIKAWA, M. OBARA, T. FUJIOKA
I. EEE, J. Quantum Electron, QE20, 198 (1984).

- [49] L. PAGES, E. BERTEL, H. JOFFRE, L. SKAVENITCS
Atomic Data, 4, 1-127 (1972).
- [50] O. de WITTE
"Stockage d'énergie pour laser XeCl". Etude Oret n°80 34 621,
Laboratoires de Marcoussis (mai 1981).
- [51] M. R. OSBORNE, P. W. SMITH, M. H. R. HUTCHINSON
Opt. Commun., 52, 415 (1985).
- [52] D. A. LEONARD, C. T. GENY
Appl. Phys. Lett., 7 (1965).
- [53] S. C. LIN, C. E. ZHENG, D. LO, J. MATSOMOTO, S. D. ZHU
Appl. Phys. B. 40, 15-23 (1986).
- [54] C. M. DOZIER, J. V. GILFRICH, and L. S. BIERKS
Appl. Opt., 6, 2126 (1967).
- [55] R. A. ARMISTEAD
Rev. Sci. Instrum., 45, 996 (1974).
- [56] D. B. BROWN, J. W. CRISS and L. S. BIRKS
J. Appl. Phys., 47, 3722 (1976).
- [57] C. M. DOZIER, D. B. BROWN and L. S. BIRKS
J. Appl. Phys., 47, 3732 (1976).
- [58] E. S. THURMAN Ph. D.
Dissertation, University of Kentucky, USA (1970).
- [59] J. L. DELCROIX
"Physique des plasmas", Tomes I et II. Edit. DUNOD, PARIS (1966).
- [60] J. BRETAGNE, G. DELOUYA, J. GODART and V. PUECH
J. Phys. D : Appl. Phys., 14, 1225 (1981).
- [61] T. W. JOHNSTON
"The Particules Kinetics of Plasmas", Addison Wesley Publishing
Company.

- [62] J. BRETAGNE, G. CALLEDE, M. LEGENTIL and V. PUECH
J. Phys. D : Appl. Phys., 19, 761 (1986).
- [63] I. ESTERMAN
"Atomic and Molecular Physics", Vol. __, Edité par D. R. Bates,
Academic Press, New York, London.
- [64] S. D. ROCKWOOD
Rev. A. 8, 2348 (1973).
- [65] H. A. KOEHLER
Appl. Phys. Lett., 21, 198 (1972).
- [66] S. CHAPMAN et T. G. COWLING
"The Mathematical Theory of Non Uniform". Univ. Press. Cambridge
(1958).