

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

8.3

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'IONISATION
ET DU CHAUFFAGE DES GAZ
PAR LE RAYONNEMENT
D'UN LASER DÉCLENCHÉ

*par**Pierre VEYRIE*

Centre d'Études de Limeil

Rapport CEA-R-3472**1968**

Ha

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N. - SACLAY B.P. n°2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France

CEA-R-3472 - VEYRIE Pierre

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'IONISATION ET DU
CHAUFFAGE DES GAZ PAR LE RAYONNEMENT D'UN
LASER DECLENCHE

Sommaire. - On étudie l'ionisation et le chauffage des gaz par le rayonnement concentré d'un laser au néodyme. La puissance est de 300 MW, le gaz étudié est principalement le deutérium entre 300 mm et 2280 mm.

La première partie concerne un certain nombre de résultats expérimentaux. Il s'agit de l'absorption du rayonnement et de l'évolution chronologique du plasma.

De ces résultats on déduit un certain nombre de conséquences parmi lesquelles il faut citer la définition d'un seuil de préionisation.

Ces résultats expérimentaux sont interprétés dans la ./.

CEA-R-3472 - VEYRIE Pierre

CONTRIBUTION TO THE STUDY OF THE IONIZATION AND
HEATING OF GASES BY LASER RADIATION

Summary. - The ionization and heating of gases by the concentrated radiation of a neodymium laser is studied. The power is 300 MW, the gas studied is primarily deuterium between 300 mm and 2280 mm.

The first part concerns a certain number of experimental results on the absorption of the radiation and on changes produced in the plasma as a function of time.

From these results are deduced a certain number of consequences, amongst which may be mentioned the definition of a pre-ionisation threshold.

These experimental results are interpreted in the second part. A calculation is made of the length of the period during which the electrons multiply up to when the absorption ./.

(CEA-R-3472)

deuxième partie. On calcule la durée de la phase pendant laquelle se multiplient les électrons jusqu'à ce que l'absorption soit mesurable.

La dernière phase correspond à l'évolution hydrodynamique. Les calculs sont confrontés avec l'expérience.

L'accord entre théorie et expérience est satisfaisant pour les différentes phases.

1968

91 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France

becomes measurable.

The last phase corresponds to the hydrodynamic evolution. The calculations are compared with the experiments.

The agreement between theory and experiment is satisfactory for the different phases.

1968

91 pages

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7^e.

PLAN DE CLASSIFICATION

- | | |
|---|--|
| <p>1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS</p> <p>2. BIOLOGIE ET MEDECINE</p> <p>2. 1 Biologie générale
2. 2 Indicateurs nucléaires en biologie
2. 3 Médecine du travail
2. 4 Radiobiologie et Radioagronomie
2. 5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine</p> <p>3. CHIMIE</p> <p>3. 1 Chimie générale
3. 2 Chimie analytique
3. 3 Procédés de séparation
3. 4 Radiochimie</p> <p>4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE</p> <p>5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE</p> <p>6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX</p> <p>6. 1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux
6. 2 Effets des rayonnements sur les matériaux
6. 3 Corrosion</p> <p>7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS</p> <p>7. 1 Neutronique et physique des réacteurs
7. 2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité
7. 3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs</p> | <p>8. PHYSIQUE</p> <p>8. 1 Accélérateurs
8. 2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
8. 3 Physique des plasmas
8. 4 Physique des états condensés de la matière
8. 5 Physique corpusculaire à haute énergie
8. 6 Physique nucléaire
8. 7 Electronique quantique, lasers</p> <p>9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHÉMATIQUES</p> <p>10. PROTECTION ET CONTRÔLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS</p> <p>10. 1 Protection sanitaire
10. 2 Contrôle des rayonnements
10. 3 Traitement des effluents</p> <p>11. SEPARATION DES ISOTOPES</p> <p>12. TECHNIQUES</p> <p>12. 1 Mécanique des fluides - Techniques du vide
12. 2 Techniques des températures extrêmes
12. 3 Mécanique et outillage</p> <p>13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE</p> <p>13. 1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
13. 2 Etudes économiques, programmes
13. 3 Divers (documentation, administration, législation, etc...)</p> |
|---|--|

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VII^e.

N° d'enregistrement
au C.N.R.S.
A.O. 1971

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES

PAR

Pierre VEYRIE

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'ionisation et du chauffage des gaz
par le rayonnement d'un laser déclenché

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 19 janvier 1968 devant la commission d'examen

MM. J. YVON	<i>Président</i>
J.L. DELCROIX	} <i>Examineurs</i>
J. BARRIOL	
A. BRIN	

Centre d'Etudes de Limeil
Service de Physique Générale

CONTRIBUTION
A L'ÉTUDE DE L'IONISATION
ET DU CHAUFFAGE DES GAZ
PAR LE RAYONNEMENT
D'UN LASER DÉCLENCHÉ

par

Pierre VEYRIE

— Décembre 1968 —

AVANT-PROPOS

Le présent travail a été effectué au Service de Physique Générale du Commissariat à l'Energie Atomique.

Entrepris sur les conseils de M. BRIN qui m'a permis par son soutien et ses fructueuses critiques de progresser dans cette voie, il s'est continué après son départ sous la direction de M. DELOBEAU. Je tiens à leur exprimer l'expression de ma plus profonde gratitude pour leurs encouragements bienveillants et leurs conseils éclairés.

J'exprime ma reconnaissance à M. YVON, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris, qui a accepté d'être mon Directeur de Thèse et a manifesté un intérêt constant pour ce travail.

Je remercie M. BARRIOL, Professeur à la Faculté des Sciences de Nancy, M. DELCROIX, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay pour les précieux conseils qu'ils m'ont prodigués.

Ce travail a bénéficié largement d'entretiens amicaux avec P. NELSON qui a longuement discuté avec nous son modèle théorique.

Je tiens à associer à ces remerciements mes camarades des Groupes Laser et Théorie, et tout spécialement P. LANGER, F. FLOUX et C. FECAN.

Ma gratitude est acquise à mes collègues du Service de Mathématiques Appliquées qui ont permis la résolution numérique des équations, et en particulier Melle S. VALENTIN et P. TOLLA.

Enfin je voudrais remercier toutes les personnes qui ont participé à la publication de ce mémoire et tout particulièrement Mme C. DUBOIS et Melle N. SAGON.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
AVANT-PROPOS	3
INTRODUCTION.....	5
PREMIERE PARTIE : LES RESULTATS EXPERIMENTAUX	9
Chapitre I - Généralités	9
Chapitre II - Transmission de la puissance	13
Chapitre III - Evolution du front lumineux.....	21
Chapitre IV - Exploitation des résultats expérimentaux.....	37
DEUXIEME PARTIE : LE MODELE THEORIQUE	45
Chapitre V - Le seuil	47
Chapitre VI - L'ionisation	53
Chapitre VII - Le chauffage et l'expansion	69
CONCLUSION	83
TABLE DES NOTATIONS	85
BIBLIOGRAPHIE	87

INTRODUCTION

La réalisation en 1960 du premier laser à rubis par T. MAIMAN [1] fournissait au physicien un générateur de photons de grande intensité. Les champs électriques intenses développés par ces premiers lasers avaient permis de prévoir et de mettre en évidence des effets non linéaires sur certains diélectriques [2].

Ces effets ne pouvaient être qu'accrus par le champ électrique plus intense du laser de puissance conçu en 1962 par HELLWARTH et Mac CLUNG [3] (10^7 V/cm pour une intensité focalisée de $5 \cdot 10^{11}$ W/cm²).

C'est au cours de telles recherches que MAKER, TERHUNE et SAVAGE [4] mirent en évidence pour la première fois le claquage de l'air.

En concentrant le faisceau d'un laser déclenché de performances suffisantes avec une lentille de courte distance focale on voit apparaître au voisinage du foyer une petite boule lumineuse. La formation s'accompagne d'un claquement sec, sa couleur est d'un blanc vif et sa durée est fugitive.

L'analyse spectrographique de cette lumière trahit la présence de raies de l'azote et l'oxygène ionisés. Il y a incontestablement dissociation et ionisation au moins partielles de la zone considérée.

L'ionisation des gaz sous l'action des rayonnements électromagnétiques, n'est pas un phénomène nouveau.

On en connaît au moins deux aspects :

- l'ionisation par radiofréquence
- l'effet photo-électrique des rayonnements X et γ .

IONISATION HAUTE FREQUENCE

L'application des propriétés de l'ionisation haute fréquence au claquage des gaz par faisceau laser a été soigneusement étudiée par R.G. TOMLINSON [5].

Le nombre d'électrons par cm³ obéit à une loi de continuité évidente :

$$\frac{dn}{dt} = (v_i - v_L) n + S \quad (1)$$

expression dans laquelle v_i représente le nombre d'ionisations par seconde et v_L le nombre de recombinaisons, S étant une source d'électrons indépendante.

L'énergie de l'électron évolue suivant la loi :

$$\frac{du}{dt} = \frac{\omega^2 E_0^2 v_c}{2 m (v_c^2 + \omega^2)}$$

où v_c est la fréquence de collision, et E_0 l'amplitude du champ électrique associé à l'onde électromagnétique. On peut déduire de cette expression un champ efficace produisant le même effet qu'un champ continu.

$$E_c = \frac{E_0 v_c}{\sqrt{2} (v_c^2 + \omega^2)} \quad (2)$$

La résolution de l'équation (1) montre avec certitude que s'il préexiste quelques électrons, ils vont se multiplier. Malheureusement dans le volume de la boule de claquage, et pendant le temps d'interaction il n'existe qu'une probabilité très faible d'électrons libres, TOMLINSON a même montré que d'éventuels photo électrons arrachés à la lentille ne pouvaient jouer un rôle. Même une source d'électrons placée à proximité du point de claquage ne provoque aucun effet supplémentaire.

D'autre part, en utilisant la valeur de E_c de l'équation (2) TOMLINSON a tenté de comparer le taux d'ionisation obtenu à celui mesuré aux radiofréquences avec la même valeur de E_c . Il y a plusieurs ordres de grandeur de différence en faveur du claquage laser.

Les résultats indiquent sans ambiguïté que les effets de champ H.F. ne peuvent être que secondaires dans l'ionisation par laser.

EFFET PHOTOELECTRIQUE

L'ionisation des gaz par absorption de lumière peut se faire soit par ionisation directe, soit par excitations successives à partir du niveau fondamental.

Dans le tableau suivant extrait de Ionized gases de VON ENGEL [6] nous donnons les longueurs d'ondes maximum pour l'ionisation λ_1 et l'excitation λ_e pour différents gaz.

	He	Ne	A	Kr	Xe	H ₂	N ₂
λ_1 (Å)	505	575	785	885	1 022	805	785
λ_e (Å)	626	746	1 070	1 240	1 475	1 770	1 970

Ces valeurs sont à comparer aux 10 600 Å du rayonnement du laser au néodyme et aux 6 943 Å de celui du laser à rubis.

POSITION DU PROBLEME

Nous venons de voir que ni la théorie de l'ionisation des gaz par radiofréquence ni l'effet photoélectrique ne pouvaient rendre compte des phénomènes qui nous concernent. Une étude complète s'impose donc. Sur le plan expérimental il s'agit de dégager les relations entre les paramètres entrant en ligne de compte. Ces paramètres sont d'abord ceux caractérisant le laser.

- la durée d'émission..... t
- l'énergie..... W
- la puissance..... P (t)
- la structure de l'onde lumineuse émise que nous caractériserons d'abord par sa divergence..... α
- la densité de flux au foyer de l'objectif de concentration, que l'on détermine à partir des valeurs précédentes.

Puis les paramètres du gaz :

- potentiel d'ionisation..... χ
- pression..... p

Il s'agit d'établir les lois régissant le phénomène en s'appuyant sur les faits expérimentaux de façon à dégager les mécanismes de base.

Cette démarche s'effectuera en deux étapes.

Après avoir rappelé rapidement les travaux, assez nombreux, effectués depuis trois ans dans un certain nombre de laboratoires, dont le nôtre, nous présenterons les résultats expérimentaux qui nous ont permis de dégager les caractéristiques principales de l'ionisation et du chauffage des gaz par laser.

Nous considérerons successivement l'aspect microscopique de l'interaction puis l'aspect macroscopique de l'évolution du plasma créé.

Les principaux modèles théoriques seront ensuite envisagés et l'un d'entre eux confronté, en détail, avec les expériences. On en déduira une série d'équations permettant de préciser la création et l'évolution du plasma. Ces équations seront résolues au moyen d'un certain nombre d'approximations.

On montrera en conséquence dans quelle mesure le modèle choisi reflète la réalité physique.

PREMIÈRE PARTIE

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

CHAPITRE I GÉNÉRALITÉS

A - HISTORIQUE

L'ionisation des gaz sous l'action du faisceau focalisé d'un laser de puissance fut signalée pour la première fois par MAKER, TERHUNE et SAVAGE [4] en février 1962.

En mai de la même année DAMON et TOMLINSON [7] opérant à basse pression observaient un effet d'ionisation mais pas de claquage.

La première étude approfondie fut présentée par MEYERAND et HAUGHT [8] à la VIème Conférence sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz.

La cinématographie ultra-rapide, la mesure du nombre de charges collectées et l'étude photométrique du claquage apportaient la certitude de l'ionisation du gaz. Des considérations théoriques leur faisaient écarter un modèle d'ionisation par hyperfréquence. Les auteurs penchaient plutôt en faveur d'un processus par Bremsstrahlung inverse sans préciser d'ailleurs les ordres de grandeurs.

En janvier 1964 R.W. MINCK [9] proposait une explication fondée uniquement sur l'ionisation par hyperfréquences.

En octobre 1964, M. BERRY, P. NELSON, Y. DURAND, P. VEYRIE [10], [11] s'orientaient vers un mécanisme d'ionisation et de chauffage par processus multiphotoniques. Ils expliquaient en particulier les seuils observés et la très grande absorption du rayonnement incident.

Remarque

Nous avons volontairement limité cet exposé historique aux articles ayant eu pour effet de poser le problème ; on trouvera un développement bibliographique plus complet dans le cadre des différents chapitres plus spécialisés.

B - SCHEMA GENERAL

Nos idées convergent toutes vers un schéma général qui nous servira de fil directeur.

Nous serons ainsi conduits à considérer d'abord une phase de préionisation, au cours de laquelle un certain nombre d'électrons seront créés. Ces électrons vont se multiplier au cours de la phase d'ionisation. Enfin, dès que cette ionisation sera importante, nous atteindrons une phase au cours de laquelle le plasma absorbera très fortement le rayonnement incident.

Parallèlement à cette étude microscopique, nous serons conduits à étudier l'évolution du plasma créé, ainsi que les incidences de cette évolution sur le point de vue microscopique.

C - LES LASERS UTILISES - MESURES DE LEURS PERFORMANCES

Lasers

L'ensemble des expériences qui vont être décrites, a été effectué au moyen de deux lasers de performances très différentes. Tous deux sont des lasers au verre au néodyme déclenchés par prime tournant.

Le laser L₃^(*) est un oscillateur simple de faible puissance. Il permet d'émettre une énergie maximum de 1 joule en 30 ns. Pratiquement il était utilisé aux environs de 0,6 joule.

Le laser L₄^(*) est un appareil de performances nettement supérieures, dans sa conception originale il comportait un oscillateur et quatre étages d'amplification. Il délivrait au maximum 30 joules en 30 ns. Dans sa deuxième version il a été poussé à 70 joules avec seulement trois amplificateurs.

Les performances

Le faisceau de ces lasers est toujours utilisé après avoir été concentré par un objectif. L'emploi d'un tel système optique va établir au voisinage du point de concentration, une distribution d'éclairement. Nous verrons l'importance de cette distribution et de son évolution en fonction du temps, pour la formation et le comportement du plasma.

La métrologie laser va donc mettre en oeuvre les moyens propres à déterminer cette distribution.

Cette distribution d'éclairement dépend des qualités optiques du faisceau laser et de celles de l'objectif de concentration. Ces qualités optiques peuvent être caractérisées par la forme et les dimensions angulaires de la figure de diffraction à l'infini de l'onde laser, après la traversée de la pupille d'entrée de l'objectif. Le facteur important sera le rayon de corrélation de l'onde électromagnétique sur cette pupille.

Dans le cas où la dispersion due au laser est nettement plus importante que celle à attribuer à l'objectif, un paramètre pratique sera la divergence du laser, c'est-à-dire α le demi-angle au sommet du cône dans lequel est émis 50 % de la puissance. La surface de la tache focale est alors :

$$\sigma = \pi f^2 \alpha^2 \text{ si } f \text{ est la distance focale}$$

Ce sera le cas du laser L₃, avec la complication supplémentaire d'une pupille en première approximation elliptique et de deux valeurs de la divergence suivant les axes de cette ellipse.

On trouve respectivement :

$$\alpha_1 = 2.10^{-3}$$

$$\alpha_2 = 10^{-3}$$

La surface de la tache focale sera :

$$\sigma = \pi f^2 \theta_1 \theta_2$$

Dans le cas du laser L₄, ce sont les défauts d'optique géométrique qui limitent les performances. Ces défauts sont dus d'abord au laser, ensuite aux objectifs utilisés. Ceux du laser sont liés à l'emploi de barreaux de verre de grosse section dans les étages amplificateurs. L'action du flash de pompage provoque des échauffements suffisants du verre pour se traduire sous forme d'un gradient d'indice de réfraction. En conséquence, les surfaces d'onde soumises à l'amplification vont être déformées. En outre, l'emploi de la taille BREWSTER va supprimer la symétrie cylindrique initiale.

La surface d'onde émise par l'appareil a été étudiée en détail par J. de METZ, A. TERNEAUD, P. VEYRIE [12].

Nous nous contenterons ici d'énoncer le résultat pratique suivant :

(*) Construit par le Centre de Recherches de la Compagnie Générale d'Electricité.

L'ensemble laser objectif se comporte comme un système optique constitué d'un objet lumineux à cinq mètres en arrière de la pupille de sortie, dont la surface émettrice serait celle d'une ellipse et dont les axes ont respectivement 8 mm et 5 mm de largeur.

La tache de concentration est la conjuguée de cet objet au moyen des objectifs sphéro-elliptiques utilisés.

Tous calculs faits, les surfaces des cercles de moindre diffusion sont respectivement de 3.10^{-4} cm^2 et de 10^{-3} cm^2 pour les objectifs de 40 mm et de 80 mm utilisés dans les conditions de l'expérience.

Remarques

1/ Le résultat est obtenu en déterminant les dimensions de la tache focale de deux façons différentes.

a) par le calcul à partir des résultats expérimentaux de la référence.

b) par la mesure directe de la tache focale.

2/ Il faut considérer ce fait comme fortuit et lié à la nature des objectifs sphéro-elliptiques, rigoureusement stigmatiques seulement pour un point à l'infini. Un objectif multientilles fournirait un résultat nettement différent. D'autre part il est possible théoriquement de réaliser un dispositif optique transformant l'onde réelle du laser en une onde sphérique convergente. Seuls les problèmes pratiques de réalisation s'y opposent. Un tel dispositif permettrait d'atteindre la limite de diffraction.

3/ Enfin, notons que ces résultats ne permettent d'obtenir la valeur maximum de l'intensité que dans le vide. Dès qu'il y a interaction, l'évolution du plasma va les modifier.

CHAPITRE II

TRANSMISSION DE LA PUISSANCE

Ces expériences ont été effectuées au moyen du laser L_4 .

A - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE

Il s'agissait de perfectionner les expériences que nous avons décrites dans la référence [10]. Ces dernières concernaient la transmission de l'énergie laser au cours de l'interaction avec un gaz. Cette fois-ci, nous avons choisi d'étudier chronologiquement cette atténuation, de façon à permettre l'étude cinétique de l'absorption de la lumière laser. La cible sera constituée de différents gaz à pressions variables.

Des expériences analogues dans leur principe ont été décrites par R.G. TOMLINSON [13]. Dans ses travaux, l'influence de la nature du gaz fut traitée plus systématiquement que celle de la pression, qui comme on le verra, joue un rôle considérable dans notre développement. D'autre part TOMLINSON s'est attaché à la détermination du flux lumineux, seuil à partir duquel apparaît une zone ionisée. La détermination de ce seuil consiste à faire varier la puissance crête du laser jusqu'à faire apparaître le plasma et enregistrer une absorption.

Le seuil de claquage correspondant dépend du temps de montée de l'impulsion laser et les valeurs obtenues dépendent du laser utilisé.

C'est pourquoi nous avons préféré opérer à puissance constante et dégager la chronologie des événements au fur et à mesure de l'évolution du flux laser.

B MONTAGE EXPERIMENTAL

La figure 1 représente le schéma du montage utilisé.

Le faisceau du laser (1) pénètre dans la chambre d'expérience (2) à travers le hublot H_1 (*), il est alors concentré au moyen de l'objectif de concentration (3). Une lentille (4) permet de récupérer le faisceau après interaction. Il sort par le hublot H_2 .

Deux lames de verre l_1 et l_3 permettent de prélever des informations sur la lumière incidente, l_2 joue le même rôle pour la lumière transmise.

Vis-à-vis des lames l_1 , l_2 , l_3 sont disposées des cellules photo-électriques C_1 , C_2 , C_3 , elles reçoivent les informations lumineuses filtrées en intensité par les filtres neutres W_1 , W_2 , W_3 et en fréquence par les filtres interférentiels $F.I._1$, $F.I._2$, $F.I._3$.

(*) Ce hublot est incliné de 6° pour que les réflexions parasites sur ses faces non traitées ne retournent pas sur la pupille de sortie du laser et ne soient pas amplifiées en sens inverse.

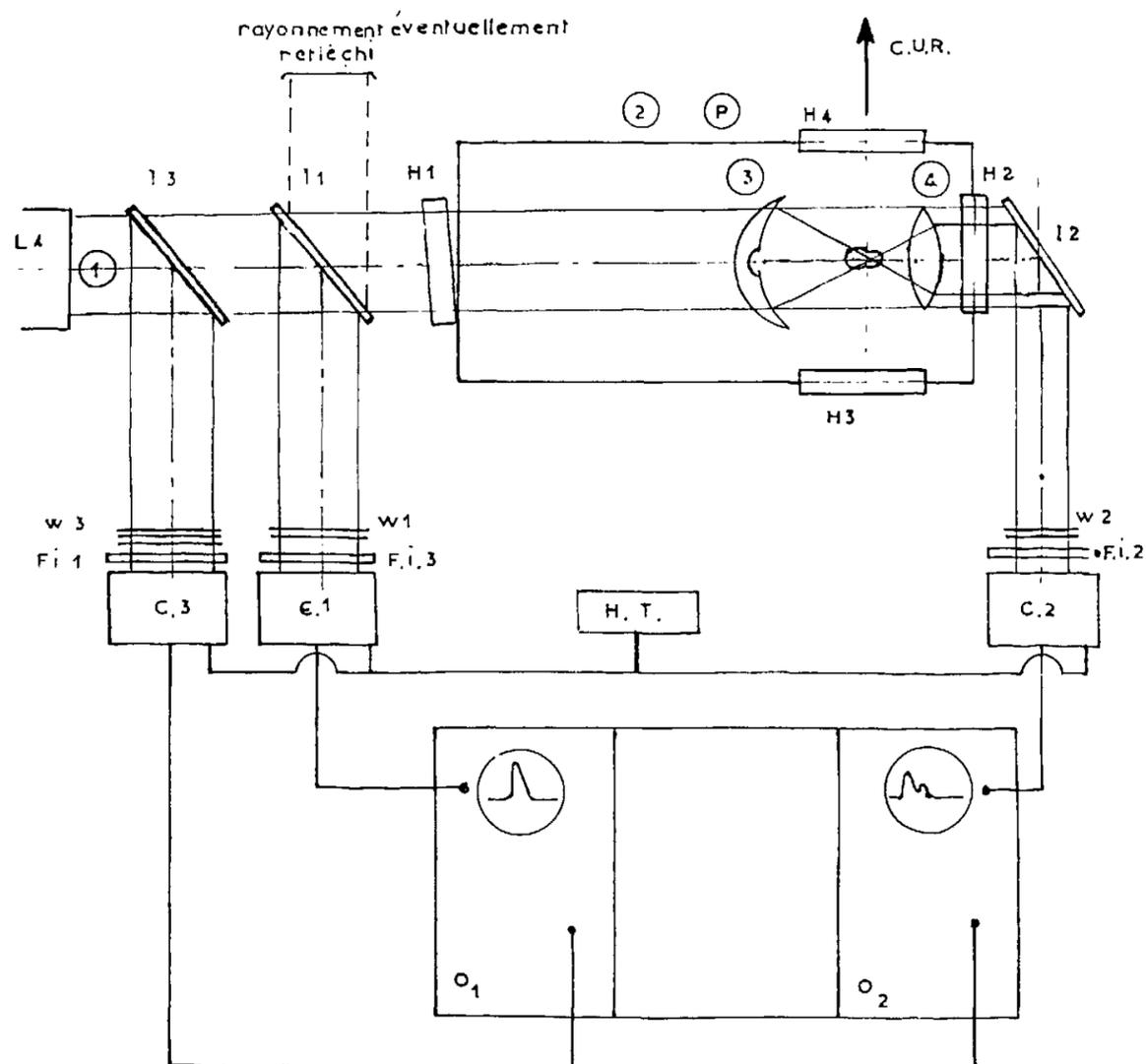


Figure 1 - Schéma de montage de l'expérience de transmission.

Les informations électriques sont recueillies sur les oscillographes O_1 et O_2 déclenchés par le signal de C_3 .

C - CARACTERISTIQUES DES ELEMENTS DU MONTAGE

L'objectif (3) est sphéroelliptique. Deux types ont été utilisés :

$$f = 40 \text{ mm} \quad \phi = 32 \text{ mm}$$

$$f = 80 \text{ mm} \quad \phi = 64 \text{ mm}$$

leurs faces ne sont pas traitées.

Les filtres W ont été étalonnés à $1,06\mu$. Ils présentent à cette longueur d'onde, une atténuation 50 % plus faible que celle obtenue dans le visible.

Les filtres interférentiels ont une transmission de 30 % et une largeur spectrale de 80 \AA à comparer aux 25 \AA de l'émission du laser L_4 .

Les cellules C.S.F. F 9096 ont un temps de montée de 3 ns dans le cas du câblage utilisé.

Les oscillographes TEKTRONIX 517 ont une bande passante de 60 MHz soit un temps de montée de 7 ns.

L'ensemble de la détection et des câbles coaxiaux adaptés présente ainsi un temps de montée de 8 ns.

D - REGLAGE DES BRAS DE MESURE

Les cellules C_1 et C_2 sont d'abord placées sur les faisceaux incidents par l'intermédiaire de l_1 et l_2 . Elles reçoivent des flux identiques à 8 % près (ces 8 % correspondent à l'atténuation de la première lame).

On obtient deux impulsions identiques (à 5 % près sur l'amplitude) si l'on interpose des filtres de coefficients d'atténuation 10^4 pour C_1 et $10^{4,5}$ pour C_2 . Par contre il n'y a pas de variation détectable sur la forme des signaux.

On vérifie ensuite la linéarité des réponses des deux cellules dans la gamme d'atténuation comprise entre 10^2 et 10^5 pour l'énergie laser utilisée qui est d'environ 12 joules.

Enfin, les deux cellules C_1 et C_2 sont placées dans les conditions de l'expérience. On réalise dans l'enceinte un vide de $5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$. Dans ces conditions, il n'y a pas claquage et très peu d'absorption comme nous le verrons plus loin.

Les signaux de O_1 et O_2 sont homothétiques dans un rapport qui dépend de la transmission des pièces d'optiques utilisées et du rendement quantique des deux cellules. Ce coefficient de transmission est ainsi déterminé (*). Il sera régulièrement vérifié car il se produit une légère métallisation des pièces optiques et sa valeur évoluera légèrement. Cette métallisation provient de l'attaque des montures des objectifs.

E - METHODE DE DEPOUILLEMENT

Lors de chaque tir laser on enregistre l'impulsion incidente et l'impulsion transmise.

On élimine systématiquement les essais correspondant à des fluctuations de puissance supérieures à 10 %, chaque tir étant répété trois fois.

On effectue une homothétie sur les résultats de O_2 , dans le rapport inverse de celui déterminé au paragraphe précédent, pour tenir compte de la transmission de l'optique et des différences de sensibilité des deux bras.

Enfin, on tient compte des fluctuations inférieures à 10 % en se rapportant au signal moyen fourni par O_1 par une dernière homothétie sur l'ensemble des résultats.

F - RESULTATS

La méthode que nous venons de décrire permet de tracer les réseaux de courbes de la figure 2. L'étude métrologique du paragraphe E a permis de déterminer les puissances incidente et transmise en valeur absolue.

Une attention toute particulière a été apportée à la chronométrie des impulsions déduites de O_1 et O_2 .

(*) En fait ce n'est pas le coefficient de transmission que nous déterminons ici, mais la correction à apporter aux signaux de C_2 pour les comparer à C_1 compte tenu de la transmission optique et des sensibilités différentes de C_1 et C_2 .

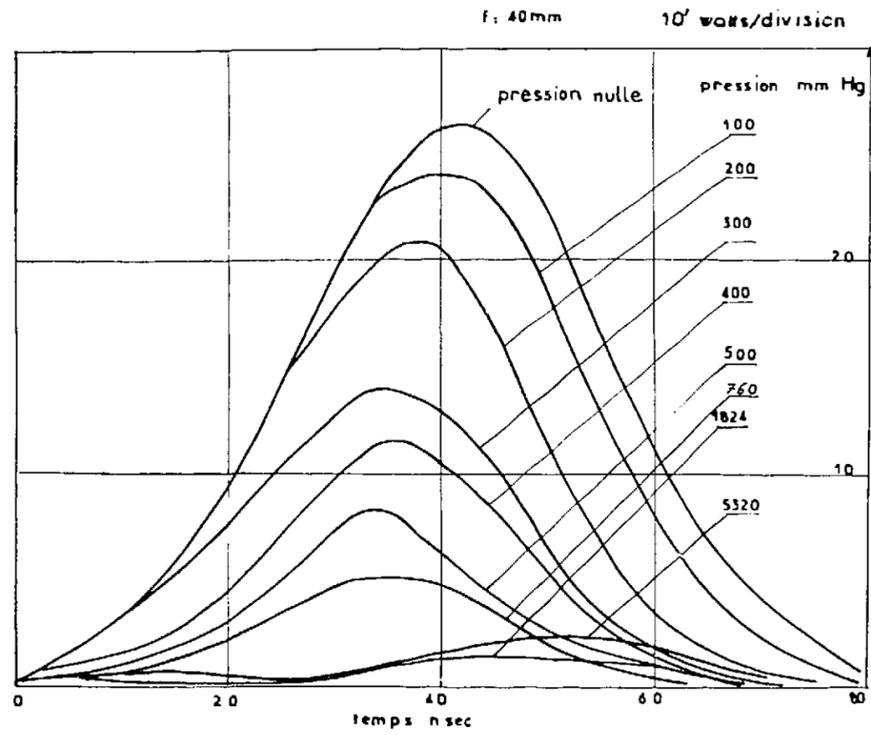


Figure 2a - Transmission de la lumière laser dans le deutérium.

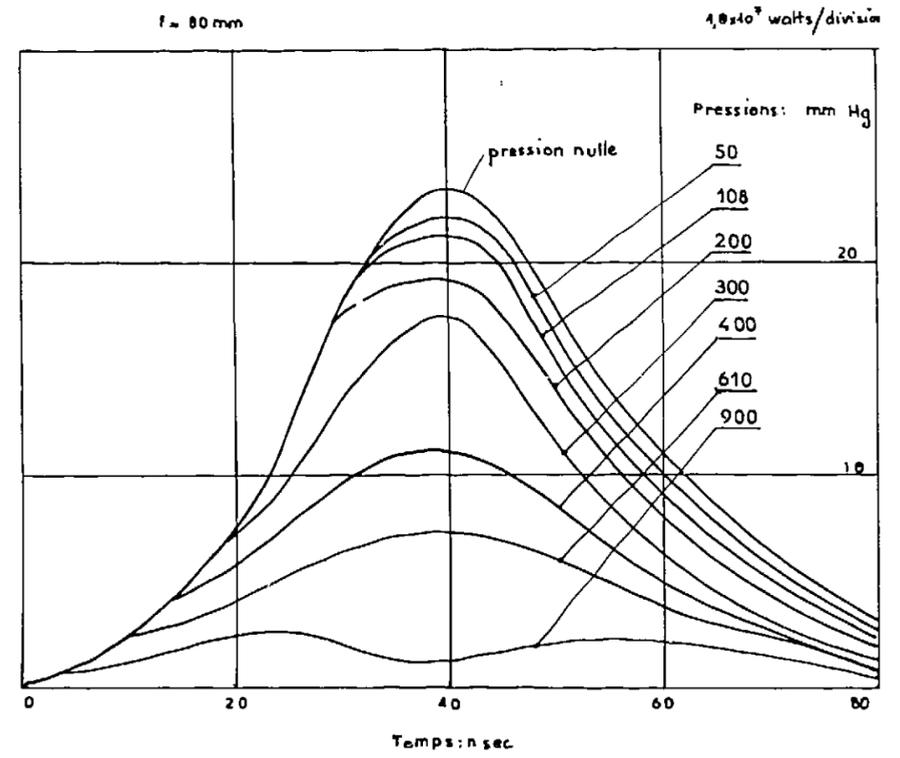


Figure 2c - Transmission de la lumière laser dans l'hélium.

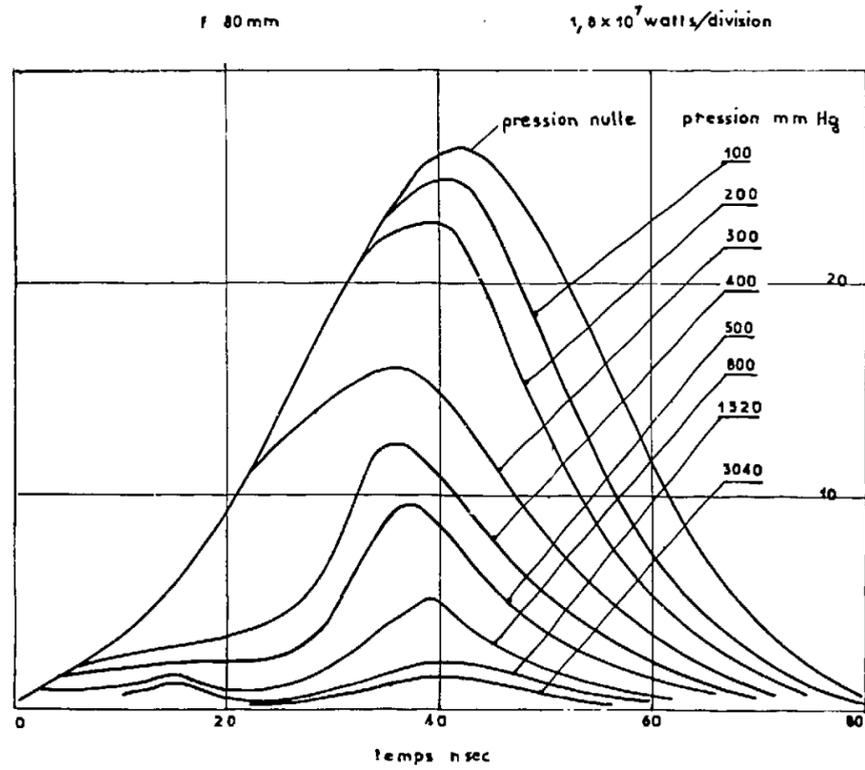


Figure 2b - Transmission de la lumière laser dans le deutérium.

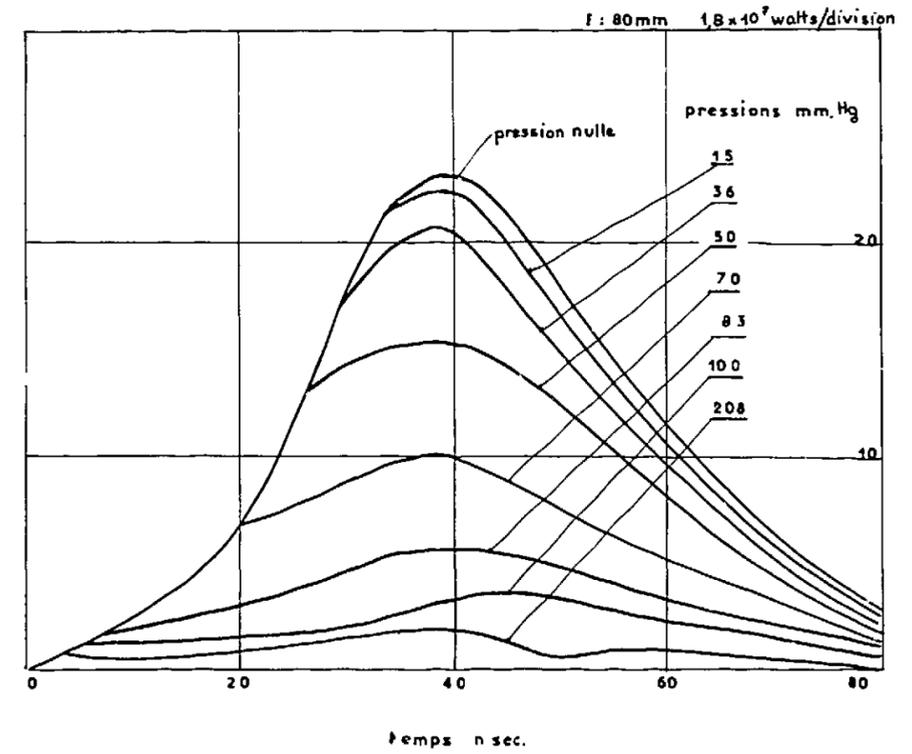


Figure 2d - Transmission de la lumière laser dans l'argon.

Le fait de déclencher les deux oscillographes par le même signal, la bonne précision obtenue sur le niveau de déclenchement de TEKTRONIX 517 facilitent cette opération.

En outre, comme on le verra plus loin, il n'y a pas d'absorption pendant les premières nanosecondes de l'interaction, surtout aux pressions basse et moyenne. De cette façon les fronts de montée des impulsions incidente et transmise coïncident sur une certaine longueur, cela permet de confondre leurs échelles de temps avec une bonne précision.

G - PRECISION DES MESURES

1/ Incertitude sur les temps de montée et la forme des impulsions

Nous voulons montrer que la bande passante du système électronique utilisé est suffisante pour obtenir une précision raisonnable sur la forme des impulsions.

Le temps de montée de l'ensemble câblé cellule-oscilloscope, peut être déterminé par l'expression approchée utilisée en électronique :

$$\theta = \sqrt{\theta_1^2 + \theta_2^2}$$

quand θ_1 et θ_2 sont les temps de montée des constituants.

Dans le cas de notre expérience on obtient :

$$\theta \sim 8 \text{ ns}$$

Lors d'une expérience préliminaire, nous avons enregistré l'impulsion laser issue de C_1 au moyen d'un oscillographe à large bande T 519 (*), le temps de montée θ' est dans ce cas :

$$\theta' \sim 3 \text{ ns}$$

Dans ces conditions l'impulsion ne présente pas de détails supplémentaires et garde une forme exponentielle.

Considérons à nouveau les courbes de la figure 2. Les signaux sont d'autant plus déformés que leur pente est plus importante. Le temps de montée maximum est atteint au point d'inflexion de l'impulsion incidente (fig. 3).

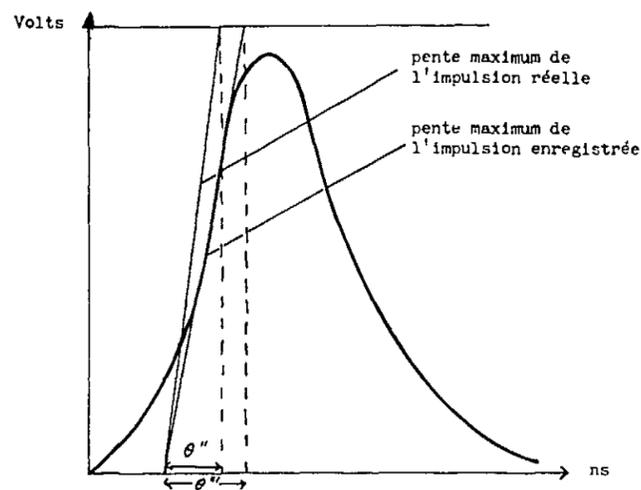


Figure 3

(*) Nous ne pouvons pas utiliser le T 519 pour les impulsions transmises car sa sensibilité est insuffisante.

Si θ'' est le temps de montée de l'impulsion réelle en ce point, l'impulsion enregistrée admet un temps de montée θ''' que l'on trouve égal à 20 ns.

$$\theta''' = 20 = \sqrt{64 + \theta''^2}$$

Donc $\theta'' \sim 18$ ns, et l'atténuation sur la pente au point d'inflexion est de 10 % ce qui correspond à une incertitude maximum de 2 ns.

2/ Incertitude sur les amplitudes

Les mesures d'amplitude étant relatives, seules importent les imprécisions dues aux pointés (0,25 mm).

Il faut envisager deux cas :

- la partie de grande amplitude des signaux (> 1 cm sur les oscillogrammes),
- les zones de faible amplitude (début et fin d'impulsion).

Dans la partie de grande amplitude des signaux (> 1 cm sur les oscillogrammes) l'incertitude relative est inférieure à 2,5 %, au maximum de l'impulsion elle est de 1 %.

Les deux homothéties introduisent des incertitudes analogues à cette dernière valeur. L'incertitude sur l'amplitude du signal restitué sera donc inférieure à 5 %.

Dans les zones de faible amplitude (début et fin d'impulsion) l'incertitude relative est rapidement importante. Cependant, notons que dans cette zone nous avons pu vérifier que le signal incident était une fonction exponentielle du temps. Il y a donc avantage à remplacer les tracés expérimentaux par cette forme analytique. Enfin, en ce qui concerne les signaux transmis, ils ont été enregistrés après dilatation des ordonnées (*), ce qui nous ramène au premier cas.

H - REMARQUES SUR LA VALIDITE DES RESULTATS DES EXPERIENCES

1/ Réflexions sur le plasma

Les résultats précédents seraient erronés si une partie importante du flux laser était réfléchi sur la boule de plasma.

A priori dans un modèle classique, le plasma que nous avons créé est transparent aux ondes électromagnétiques.

En effet, aux pressions utilisées, même si l'on suppose une ionisation totale de la molécule de deutérium, même si nous atteignons un degré d'ionisation plus important pour les gaz de nombre atomique plus élevé, la densité électronique restera suffisamment faible pour que la fréquence de plasma $\nu_p = 9 \times 10^3 \sqrt{n_e}$ reste inférieure à la fréquence laser ν_L . Il faudrait atteindre une pression de 45 kg/cm² pour que $\nu_p = \nu_L$.

Cependant, comme la théorie des ondes dans les plasmas ne saurait suffire à expliquer le phénomène du claquage des gaz nous avons procédé à la mesure de ce flux réfléchi. Ce flux réfléchi était repris par l'objectif de concentration et transmis à une cellule analogue à C_1 par l'intermédiaire de la face intérieure de l_1 (fig. 1).

Dans nos conditions expérimentales, le signal réfléchi obtenu ne pouvait pas être distingué de celui normalement acquis par réflexion sur H_1 et l'objectif (3). Sans que l'on puisse écarter l'hypothèse d'un rayonnement réfléchi sur le plasma, celui-ci doit être considéré comme inférieur aux incertitudes dont nous avons parlé.

2/ Diffusion par le milieu

Celle-ci pourrait être due soit à la diffusion THOMSON, soit à une émission RAMAN non linéaire dans la direction du faisceau incident.

Si l'on fait une expérience de claquage avec un laser à rubis qui émet à 6943 Å, l'examen à l'oeil de la couleur de la boule de plasma ne trahit pas de renforcement dans la partie rouge du spectre.

(*) On augmentait l'amplitude du signal à l'entrée de l'oscilloscope en jouant sur l'atténuateur calibré.

Dans le cas du laser au verre au néodyme que nous étudions l'émission dans l'infrarouge interdit cet examen.

Par contre on peut effectuer l'étude au moyen d'une cellule photoélectrique équipée d'un filtre interférentiel à $1,06 \mu$.

Dans ces conditions on constate que l'amplitude du signal recueilli par ce détecteur a la même amplitude que celui que l'on observe en l'absence de claquage et qui est dû à la diffusion par l'atmosphère de la chambre et les pièces d'optique traversées.

Il est possible enfin que dans certaines conditions de lasers monomodes, une quantité importante du rayonnement incident soit convertie par émission RAMAN stimulée sur d'autres fréquences. Cette émission a fait l'objet d'études approfondies en particulier de MINCK et al [14] et de BLOEMBERGEN et al [15] mais ceci suppose une cohérence temporelle ou si l'on veut une finesse spectrale que n'atteignons pas.

La seule preuve expérimentale que nous ayons de l'absence d'effet RAMAN stimulé, est l'absence de raies aux emplacements prévus [14] dans le cas d'interaction avec un laser à rubis. Nous n'avons pas pu faire l'expérience dans le cadre de notre laser L_4 , faute de pouvoir disposer du spectrographe infrarouge nécessaire.

CHAPITRE III ÉVOLUTION DU FRONT LUMINEUX

A - GENERALITES

L'intense absorption de lumière que nous venons d'étudier, conduit à la création d'un plasma. Il est évident qu'on ne peut effectuer d'étude sur le mécanisme de cette absorption si l'on ne procède pas à l'étude de l'évolution hydrodynamique de ce plasma.

La difficulté de ce problème réside dans deux points particuliers :

- la brièveté de l'émission laser nous impose de procéder à une cinématographie de la boule de plasma avec des temps de pose qui atteignent la limite technologique des possibilités des caméras ultra-rapides les plus perfectionnées.

- la nécessité de cette prise de vue à des instants bien précis au cours de l'évolution de l'impulsion laser, nous a imposé l'utilisation de dispositifs de synchronisation spéciaux.

RAMSDEN et DAVIES [16] puis RAMSDEN et SAVIC [17] furent les premiers à s'attaquer à ces problèmes et à montrer que le plasma se propageait en direction de la lentille de focalisation. Leur méthode ne leur permettait pas d'obtenir la forme du plasma.

Le laser utilisé [16] était à rubis de faible puissance. Le gaz utilisé était en général l'air.

L'enregistrement de la lumière émise par le plasma était obtenu au moyen d'une caméra à fente. La vitesse maximum était obtenue au départ : 10^7 cm/s et décroissait ensuite.

Dans la référence [17], RAMSDEN et SAVIC exposaient la conception théorique de l'évolution du plasma sous l'action d'une onde de détonation provoquée par l'absorption du flux laser.

Notre première tentative dans ce sens a été décrite dans la référence [18]. Nous opérons dans l'air avec le laser L_3 . Nous avons pu obtenir quelques photos, malheureusement, le temps de pose permis par notre caméra était trop long (10 ns) et le manque de définition (4 paires de lignes par mm) conduisaient à une insuffisance regrettable de détails sur les clichés. Nous avons pu cependant retrouver les résultats des références [16] et [17] et montrer que le volume de la boule augmentait considérablement pendant la durée de l'impulsion du laser.

B - DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les expériences ont été reprises dans la même gamme de pression et d'énergie que celle utilisée pour les mesures de transmission, mais sur un seul gaz : le Deutérium, et seulement l'objectif de 32 mm.

Le principe du montage est représenté figure 4.

Une partie de l'impulsion lumineuse émise par l'oscillateur pilote est prélevée par la lame L_4 et transmise à la photodiode D. L'impulsion électrique obtenue en sortie de l'amplificateur A

associé à D traverse une ligne à retard réglable R avant de déclencher le générateur d'impulsion haute tension G qui attaque la caméra électronique, C.I.

Simultanément l'image du plasma est projetée sur la photocathode P.K., par le système optique suivant :

Un miroir plan M_1 transmet la lumière au miroir sphérique M_2 jouant le rôle de collimateur.

Le faisceau parallèle repris par le miroir plan M_3 est focalisé sur P.K. par le miroir sphérique M_4 et l'intermédiaire du miroir plan M_5 .

Les éléments électroniques possèdent les caractéristiques suivantes :

Caméra à images intégrales

Nous avons utilisé un convertisseur d'image BECKMAN [19]. Il permet un temps de pose minimum de 5 ns, un gain en brillance de 25 et atteint une résolution de douze lignes par millimètre.

Le retard intrinsèque de la caméra est d'environ 25 ns.

Déclenchement

La photodiode BPY 13 est associée à un amplificateur de gain 10 attaquant lui-même un transistor fonctionnant en régime d'avalanche. Grâce à cet ensemble on peut obtenir une impulsion électrique de niveau suffisant (10 volts) pour déclencher G plusieurs dizaines de nano-secondes avant que l'impulsion n'atteigne sa valeur maximum.

Notons qu'à cette valeur la photodiode est très fortement saturée, mais sa robustesse lui permet de supporter des flux intenses.

Le retard introduit par ce dispositif pour atteindre la valeur requise de 10 volts est de 8 ns auxquelles il faut ajouter les 7,5 ns dues à 1,5 m de câbles coaxiaux d'impédance $Z = 50 \Omega$. Enfin, 40 ns sont perdues dans G pour atteindre les 10 kV nécessaires à l'ouverture de la caméra.

Au total environ 55 ns. Malheureusement le retard correspondant n'est pas reproductible d'un tir sur l'autre. Il présente une certaine fluctuation J. Cette fluctuation provient essentiellement de G et C.I. Elle est due aux incertitudes sur la variation de la conductivité en fonction du temps du thyatron qui équipe G et de l'éclateur qui équipe C.I.

Retard optique

L'impulsion laser parcourt un trajet de 6,4 m pour atteindre le foyer après son passage au niveau de l_4 . Elle met pour cela 21 ns.

Le système optique a une longueur de 11 m. Il retarde de 37 ns la lumière émise par le plasma. Ses éléments optiques sont calculés de façon à permettre un grandissement de 3,45. En outre, ils sont disposés de façon à corriger les aberrations géométriques.

Chronométrie

Les incertitudes sur les différents retards ne permettant pas de calage précis nous utilisons un système chronométrique auxiliaire.

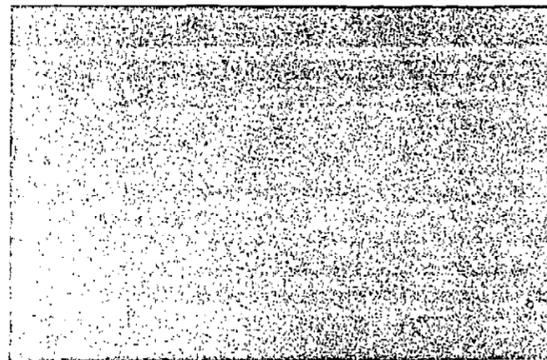
Pour cela on enregistre simultanément sur un oscillographe T 551 (O_3) d'une part une impulsion synchrone de l'ouverture de la caméra que l'on peut recueillir à partir d'une sortie "moniteur" et d'autre part l'impulsion électrique fournie par C_3 .

C - RESULTATS - ALLURE DES CLICHES OBTENUS

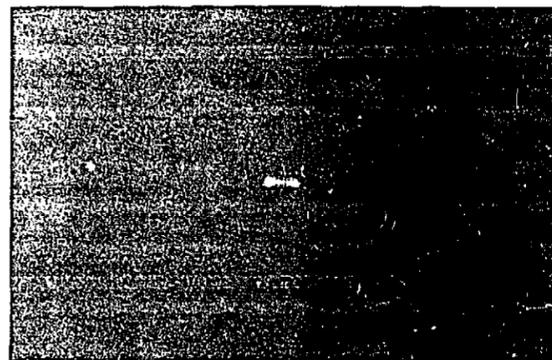
Les prises de vue (fig. 5) ont été effectuées aux pressions de 300, 600, 760, 1140 et 2280 mm de Hg.

Dans chaque cas le flux atteignant la photocathode était atténué par des filtres neutres dont la valeur était choisie de façon à rester dans une partie linéaire de la courbe sensitométrique de la caméra.

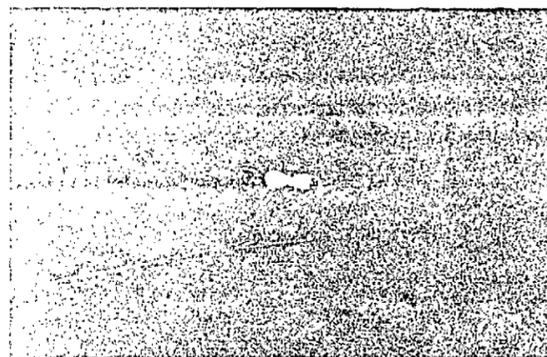
Les instantanés traduisent le début du développement du plasma montrent une tache de dimension fort réduite entourée d'un halo. Il s'agit d'un phénomène parasite. Ce halo apparaît même pour



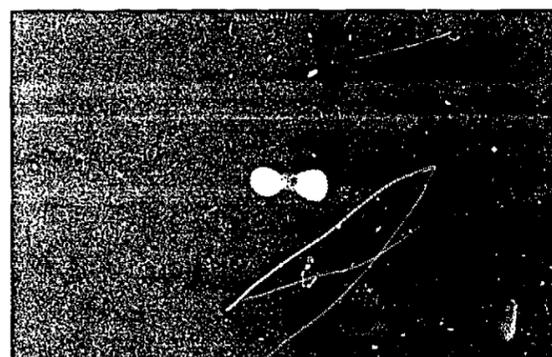
$t = 0$



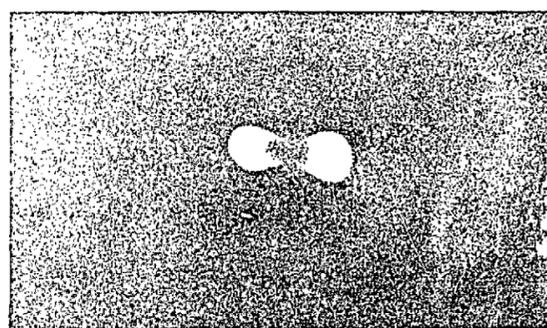
$t = 6 \text{ ns}$



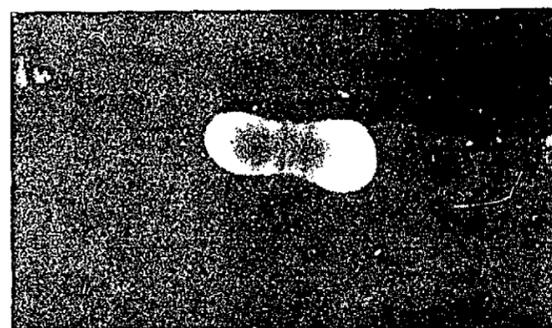
$t = 10 \text{ ns}$



$t = 22 \text{ ns}$



$t = 33 \text{ ns}$



$t = 44 \text{ ns}$

Figure 5a - Forme du plasma, $P = 300 \text{ mm Hg}$



$t = 0$



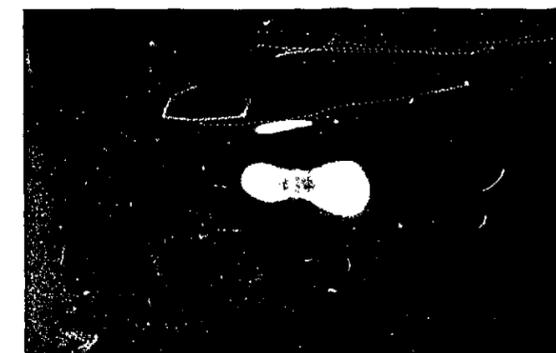
$t = 4 \text{ ns}$



$t = 12 \text{ ns}$



$t = 24 \text{ ns}$

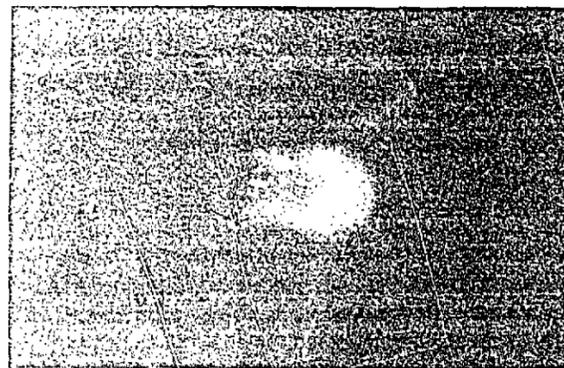


$t = 32 \text{ ns}$



$t = 42 \text{ ns}$

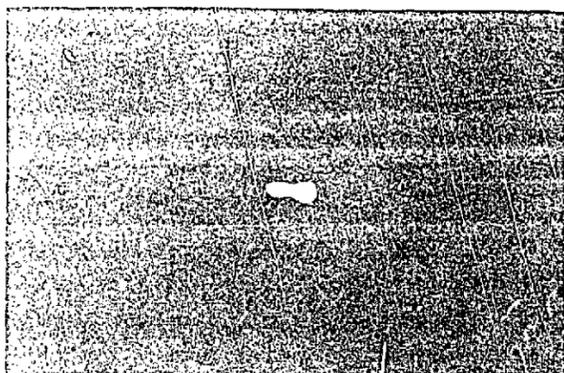
Figure 5b - Forme du plasma, $P = 600 \text{ mm Hg}$



$t=0$



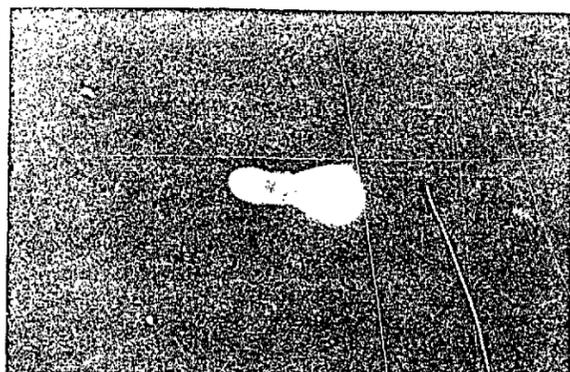
$t=4\text{ ns}$



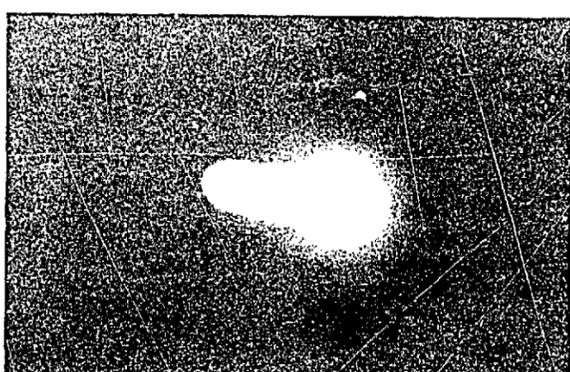
$t=12\text{ ns}$



$t=20\text{ ns}$



$t=32\text{ ns}$



$t=46\text{ ns}$

Figure 5c - Forme du plasma, $P = 760\text{ mm Hg}$



$t=4\text{ ns}$



$t=26\text{ ns}$



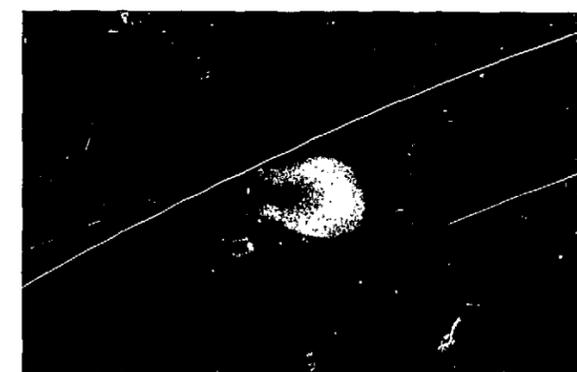
$t=36\text{ ns}$



$t=40\text{ ns}$

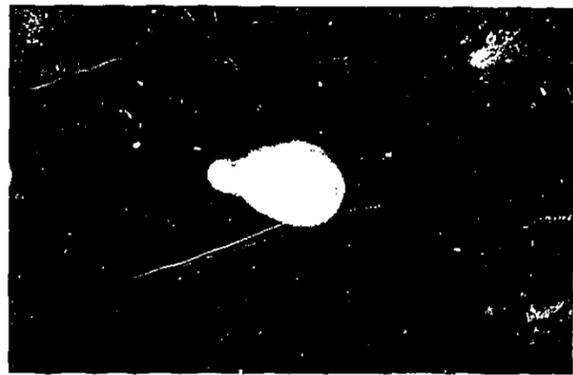


$t=46\text{ ns}$



$t=50\text{ ns}$

Figure 5d - Forme du plasma, $P = 1140\text{ mm Hg}$



t=0



t=8 ns



t=12 ns



t=16 ns



t=20 ns



t=28 ns

Figure 5c - l'orme du plasma. P = 2280 mm Hg

un déclenchement provoqué avant l'apparition du plasma. Des essais ultérieurs ont montré que par suite de réflexions parasites dans le câblage, le tube convertisseur d'image était attaqué par une deuxième impulsion I.T. une centaine de nanosecondes après la première exposition. Cette deuxième impulsion ne fournit pas une ouverture franche mais augmente suffisamment la transmission de l'appareil pour impressionner le film. Le phénomène est très net pour les premières prises de vue ; l'intensité lumineuse émise par la boule est alors très faible vis-à-vis de ce qu'elle sera quelques dizaines de nanosecondes plus tard. On n'interposera pas de filtres neutres et la réouverture ultérieure sera alors très sensible.

Enfin, on remarquera la structure particulière des boules.

Dans tous les cas le flux laser incident vient de la partie droite des clichés. Très rapidement la boule se divise en deux zones lumineuses séparées par une zone obscure possédant des stries transversales.

L'importance de la zone avant (dirigée vers le laser) augmente avec la pression. A la pression la plus élevée (3 kg) la zone arrière a presque disparu.

Le point de concentration initial du faisceau laser est situé pratiquement au centre de la zone obscure.

Ce point est précisé sur la figure 8 où l'on a représenté la géométrie comparée de l'enveloppe des rayons lumineux et du contour extérieur des boules photographiées à divers instants.

Dans le cadre de la deuxième partie nous tenterons de fournir une explication qualitative de cette structure.

Pour l'instant nous allons nous contenter de déterminer l'évolution en fonction du temps de la surface de la boule offerte au flux laser, ainsi que les variations des dimensions de la zone lumineuse avant qui seront indispensables à l'étude de l'absorption du rayonnement laser.

D - DEPOUILLEMENT DES CLICHES - CHRONOMETRIE

Pour associer les résultats des chapitres II et III il est indispensable de placer les instants de prise de vue par rapport à l'impulsion laser.

Pour ce faire, nous disposons de deux méthodes indépendantes :

- analyse des retards électroniques et optiques
- utilisation du système chronométrique auxiliaire

Nous allons d'abord montrer que leurs résultats se recourent.

Prenons comme impulsion de référence celle que l'on peut enregistrer au foyer de l'objectif de concentration.

Nous allons considérer deux clichés particuliers qui sont ceux obtenus avec le retard R le plus faible respectivement aux pressions 300 et 760 mm. Ce sont ceux correspondant au début du claquage.

L'analyse des résultats du système chronométrique nous indique que l'impulsion moniteur de la caméra (fig. 6) possède une avance Δt sur le maximum de l'impulsion laser.

pmm	300	760
Δt_{ns}	35	45

Comme pour mesurer Δt on utilise un oscillographe double trace à faible bande passante la précision sur Δt est relativement faible. On l'a évaluée à ± 5 ns.

Dans ces conditions on avait affiché des retards R

pmm	300	760
R ns	40	30

Soit T l'avance au déclenchement de D par rapport au maximum de l'impulsion, mesurée en l_4 .

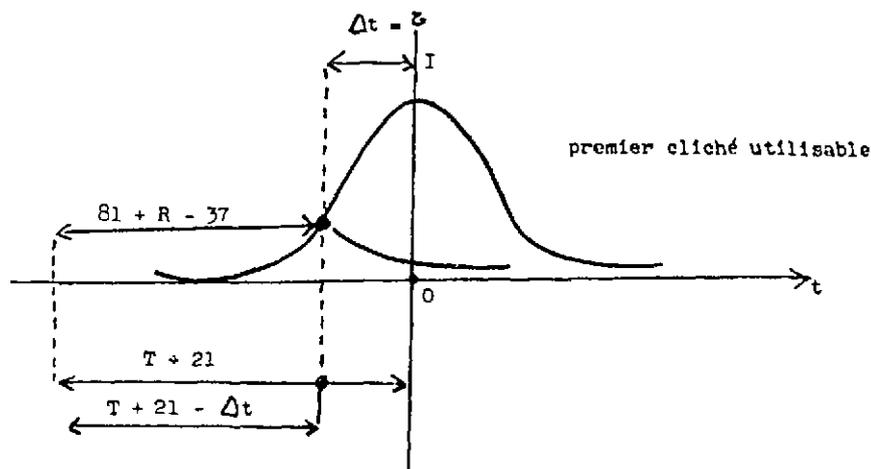


Figure 6 - Chronométrie.

L'avance au foyer est $T + 21$ ns (temps de transit de l'onde de l_4 au foyer).

Outre R, les retards électroniques sont respectivement 8 ns pour D et A, 7,5 ns pour les câbles, 40 ns pour G et 25 ns pour C.I.. L'ouverture de la caméra est donc retardée de 81 ns + R. La ligne à retard optique compense 37 ns. On a donc l'égalité :

$$T + 21 - \Delta t = 81 + R - 37 \pm j$$

où j est la fluctuation totale sur le retard des différents éléments.

On en déduit :

pmm	300	760
$T \pm j$ ns	75	75

Ce résultat est cohérent compte tenu de la précision relativement faible des mesures.

Cependant, nous allons pouvoir diminuer ces incertitudes de façon importante en démontrant que dans la limite de la précision citée ci-dessus, les deux clichés envisagés (et ceux analogues aux autres pressions) sont synchrones du décrochement des courbes de la figure 2 (*). Nous admettons ensuite que cette démonstration est rigoureuse au moins dans la limite des erreurs des courbes 2.

Soit τ les intervalles de temps séparant le décrochement du maximum et comparons τ et Δt .

pmm	τ ns	Δt ns
300	32	35 ± 5
760	40	45 ± 5

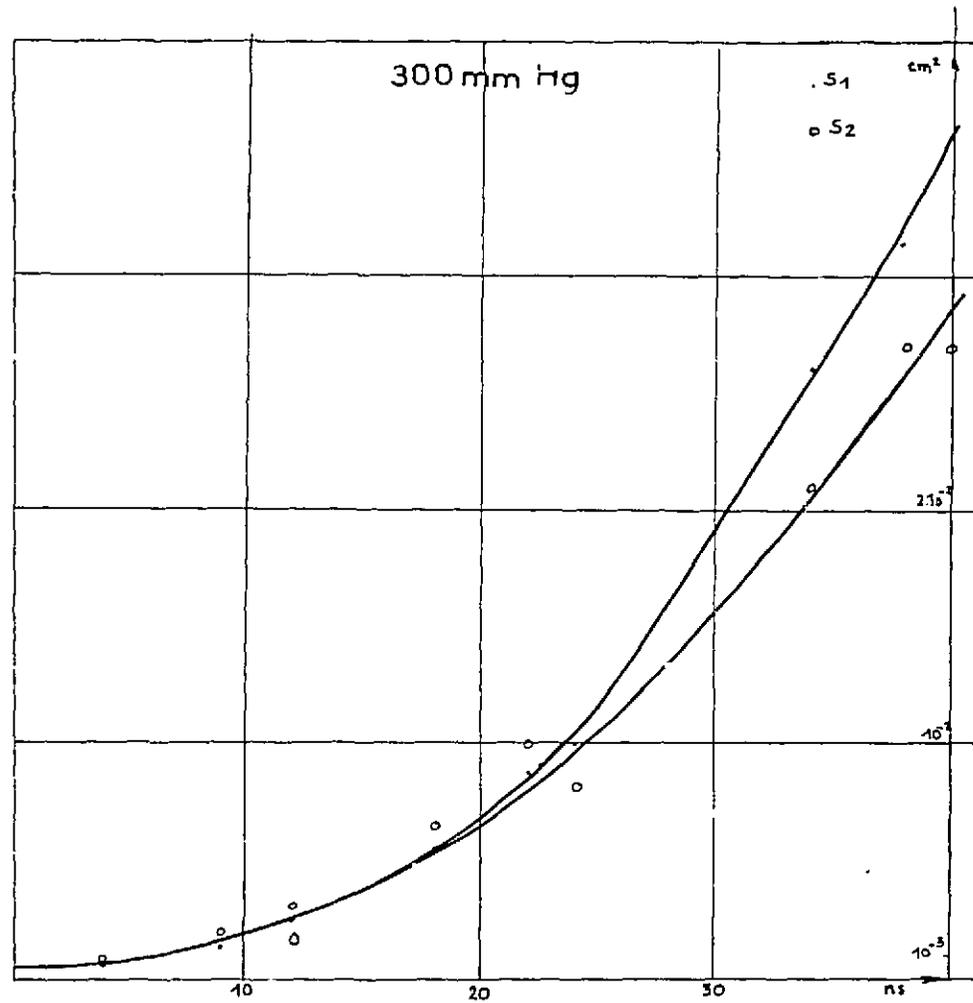
Cette vérification étant positive nous pouvons en déduire une échelle chronométrique commune pour les clichés et les courbes 2. Les deux échelles coïncident à 2 ns près.

E - VARIATION DES DIMENSIONS GEOMETRIQUES DU PLASMA

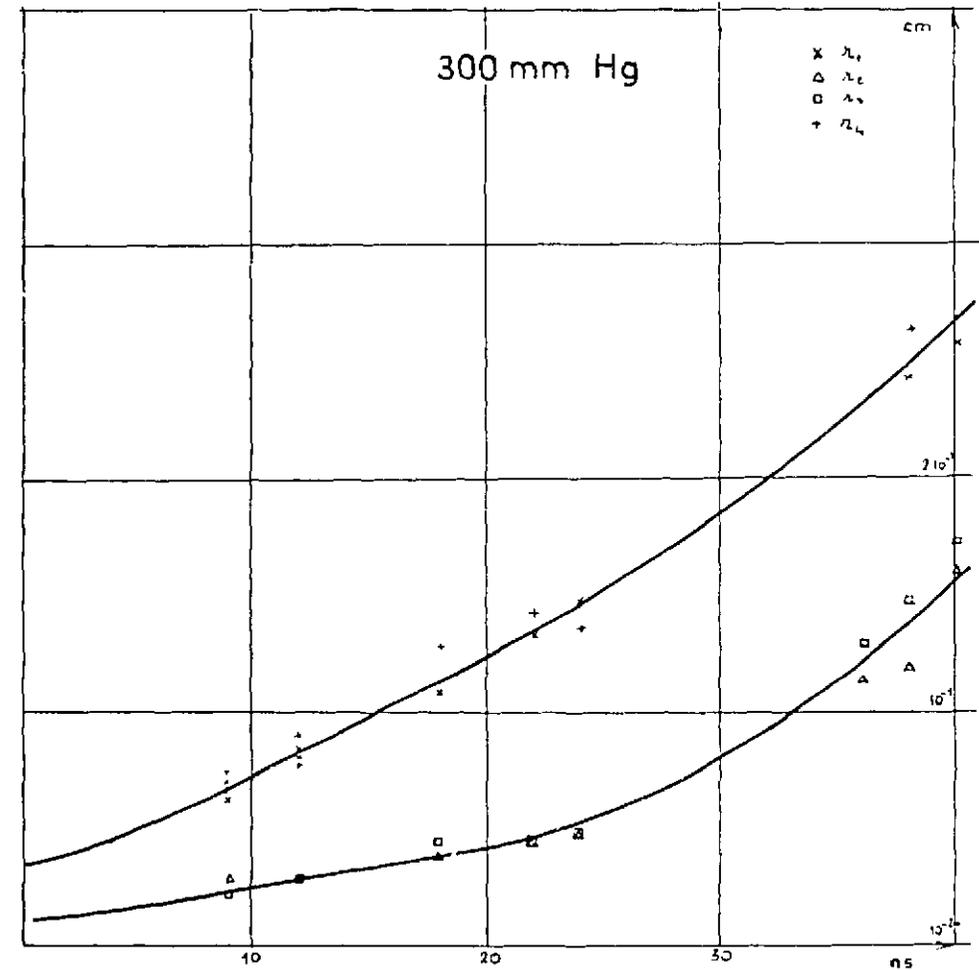
Les courbes de la figure 7 nous fournissent respectivement :

- l'évolution de la surface du plasma interceptée par le cône lumineux.
- les longueurs r_1, r_2, r_3, r_4 comme indiquées sur la figure 8. L'origine est le point de concentration.

(*) Nous introduisons ainsi l'hypothèse que nous reprendrons par la suite suivant laquelle le commencement de l'absorption correspond à l'apparition d'un claquage visible.

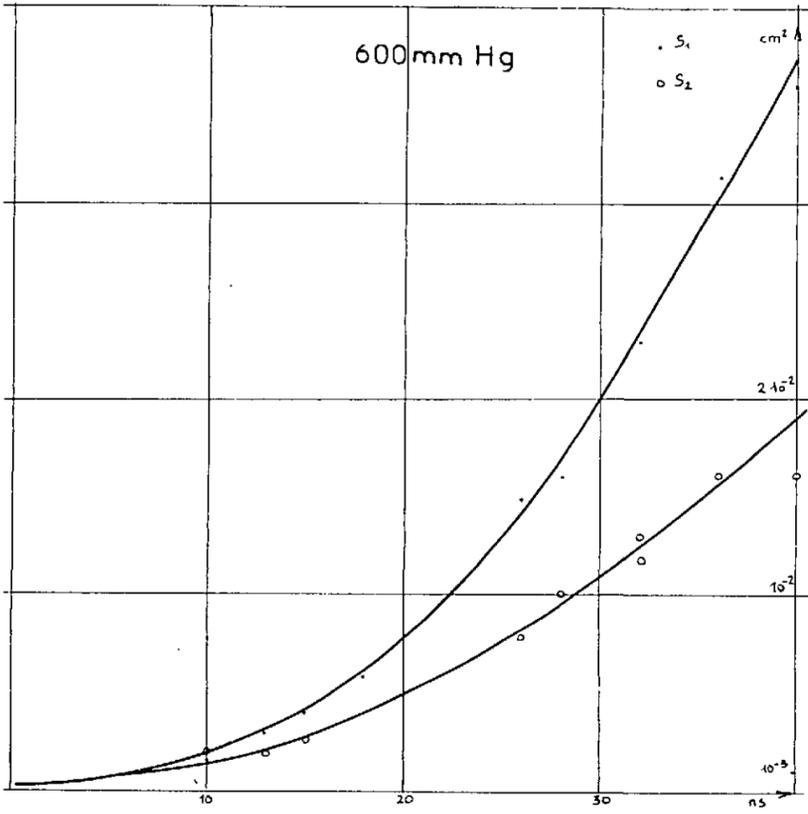


7a : Dimensions Géométriques du Plasma

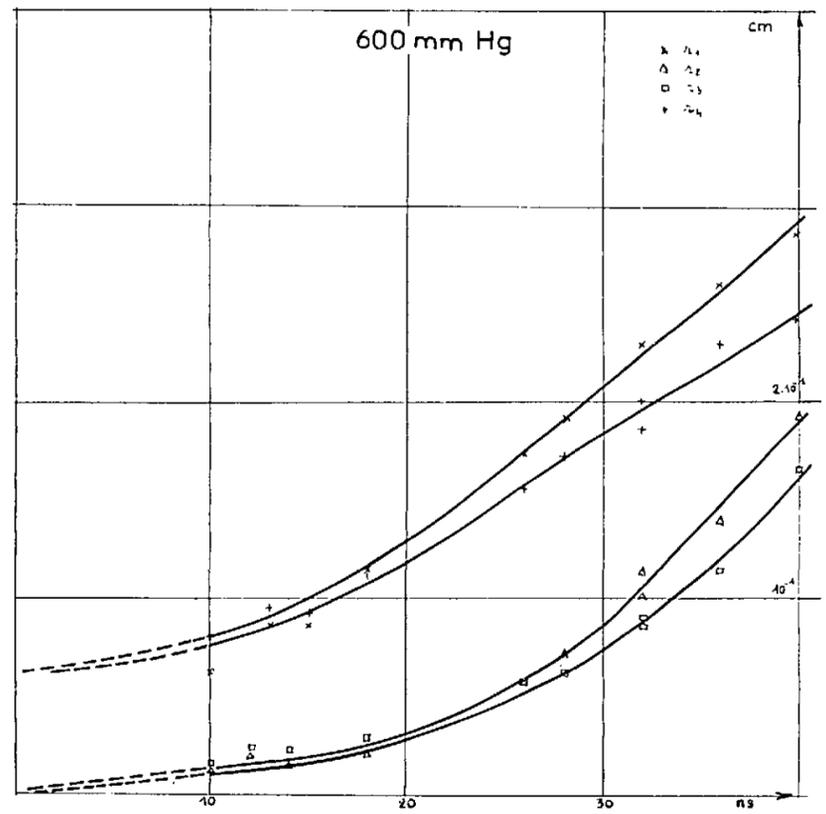


7a' : Dimensions Géométriques du Plasma

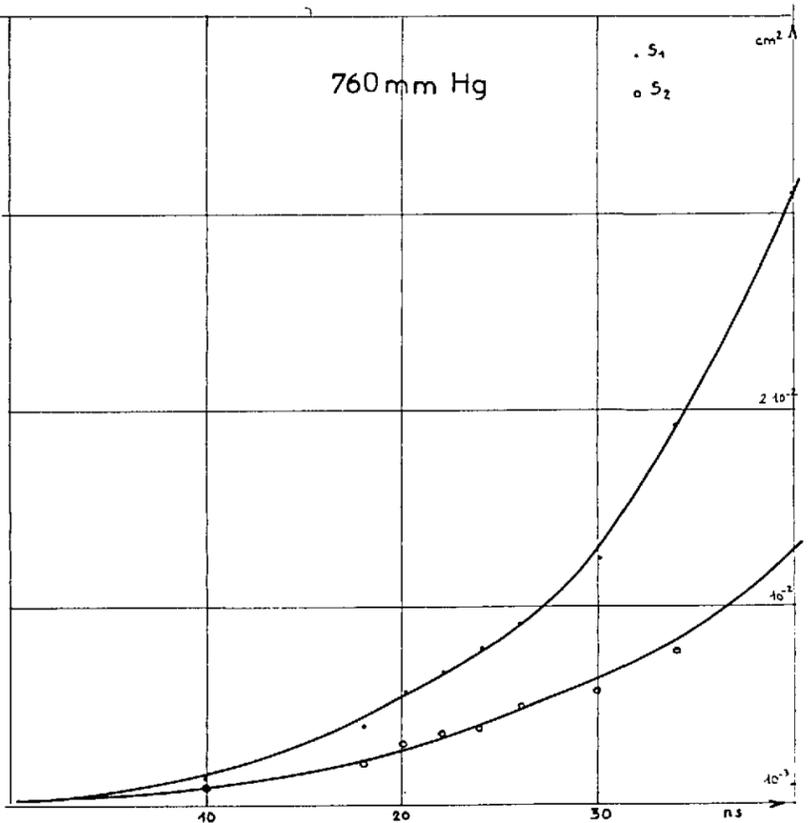
Figure 7



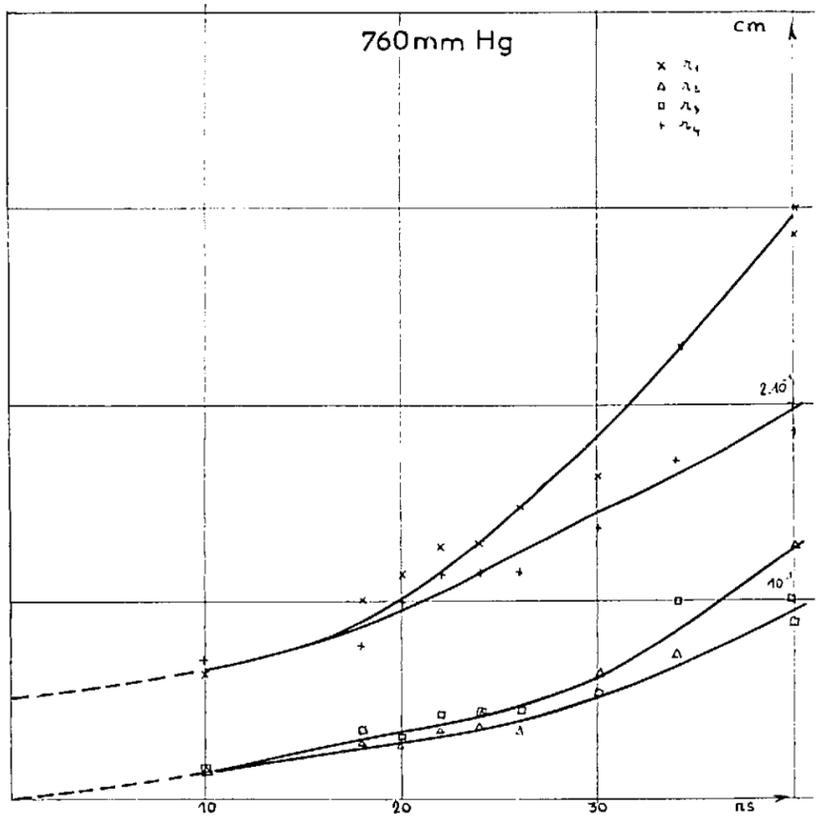
7b : Dimensions Géométriques du Plasma



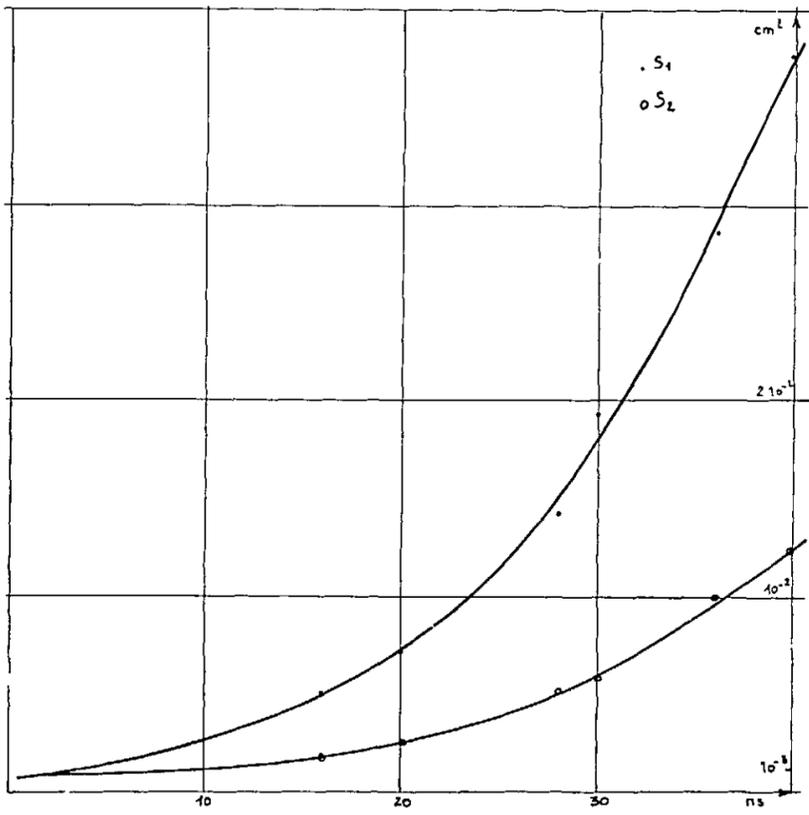
7b' : Dimensions Géométriques du Plasma



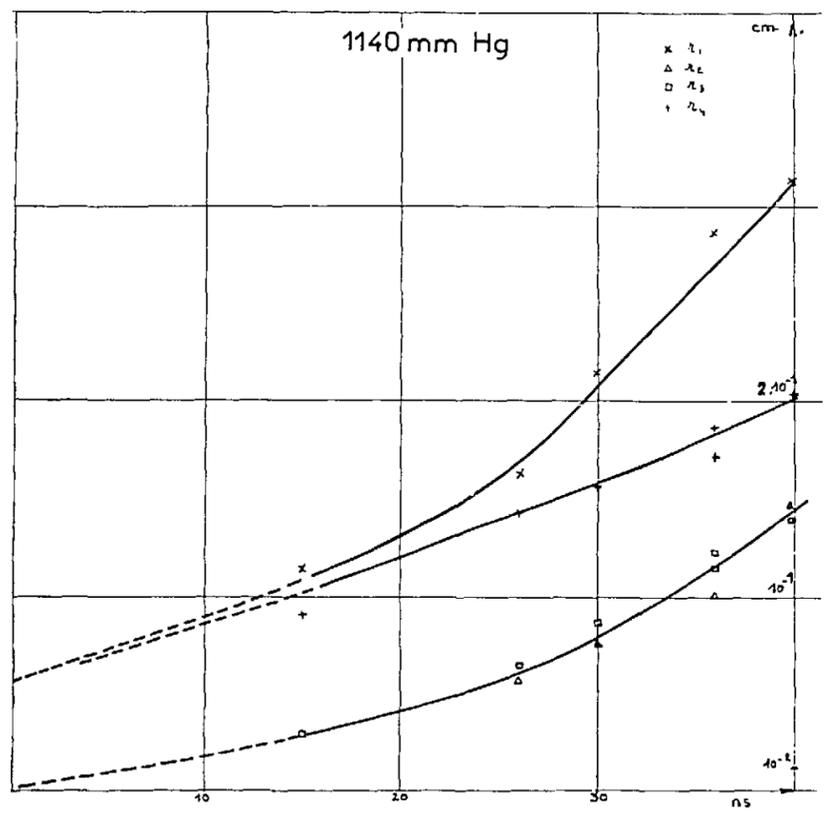
7c : Dimensions Géométriques du Plasma



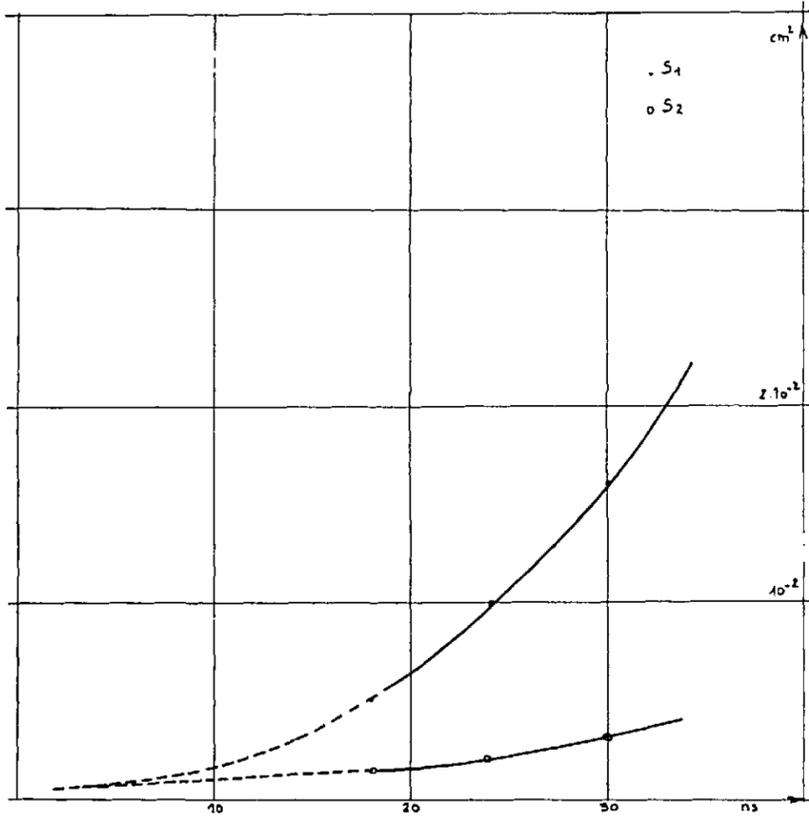
7c' : Dimensions Géométriques du Plasma



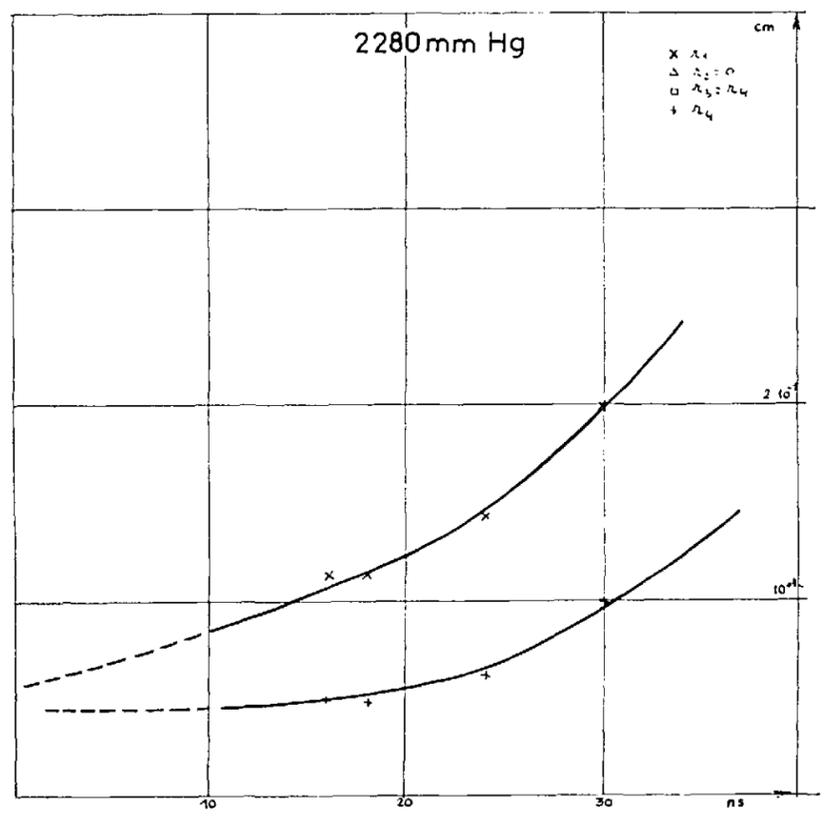
7d : Dimensions Géométriques du Plasma
1140 mm Hg



7d' : Dimensions Géométriques du Plasma



7e : Dimensions Géométriques du Plasma
2280 mm Hg



7e' : Dimensions Géométriques du Plasma

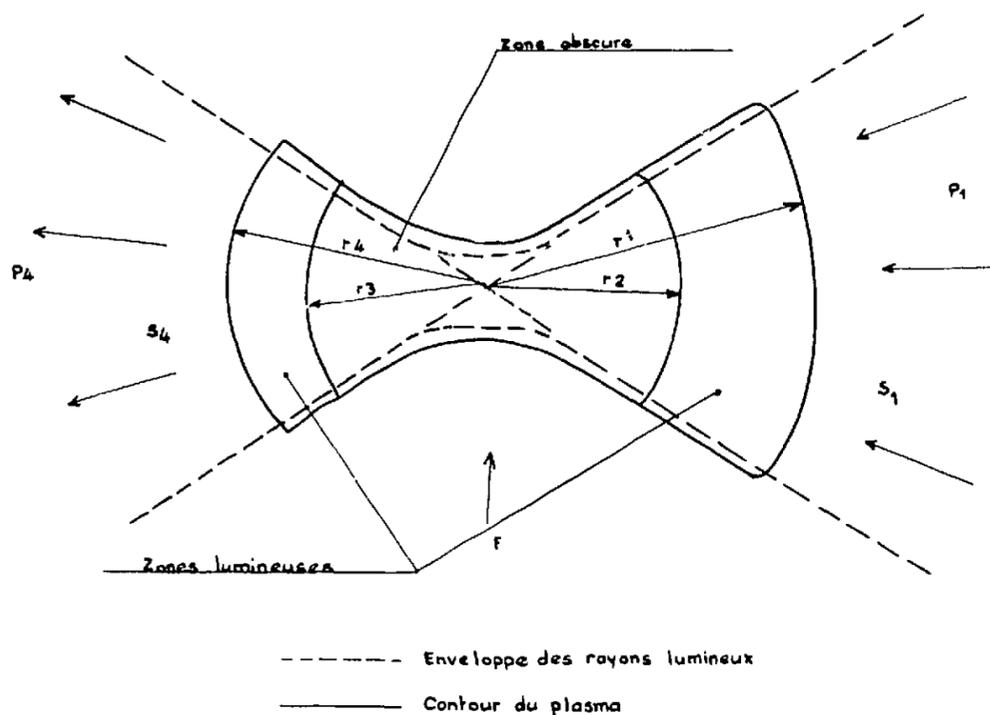


Figure 8 - Géométrie du plasma.

Remarques

Nous avons fait l'hypothèse d'une symétrie de révolution dans la détermination de $S(t)$, et l'aspect des clichés nous a conduit à considérer cette surface comme celle d'une calotte sphérique.

La variation de r et de S pendant les 5 ns de temps de pose n'est pas négligeable. Cela signifie que leurs valeurs mesurées sont celles qu'elles atteignent à la fin de la pose. On se rappelle que le calage chronométrique est obtenu en faisant coïncider le cliché de plus petites dimensions avec le décrochement. Ce cliché est obtenu en fin de pose pour la valeur maximum de Δt .

Précision des mesures

Incertitude sur les temps

Compte tenu des considérations précédentes, la précision sur les temps est celle de la figure 2, soit 2 ns (cf chap. II).

Incertitude sur les longueurs

La caméra permet de séparer 0,1 mm, nos pointés se font à 0,2 mm près, l'incertitude totale sur les clichés atteint donc 0,3 mm. Compte tenu du grandissement nous adopterons une incertitude $\Delta r = 0,1$ mm sur les longueurs réelles.

L'incertitude sur la surface dépend évidemment de la valeur absolue de cette surface par la relation :

$$\frac{\Delta S}{S} = \frac{2 \Delta r}{r} = \frac{0,2}{r} \text{ (mm)}$$

Il en résulte que pour le premier cliché l'incertitude sur S est considérable.

CHAPITRE IV EXPLOITATION DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A - LES FLUX INCIDENTS ET TRANSMIS

Les flux lumineux arrivant sur le plasma sont maintenant calculables à partir de l'expression :

$$I_1(t) = \frac{P_1(t)}{S_1(t)}$$

Puisque nous venons de déterminer $P(t)$ et $S_1(t)$ et de faire coïncider leur échelle de temps. Nous opérons de même pour les flux transmis

$$I_4(t) = \frac{P_4(t)}{S_4(t)}$$

On obtient ainsi les courbes de la figure 9.

Aux instants où il n'y a pas encore claquage $S_1(t)$ est égal à la valeur déterminée au chapitre I par le moyen de la métrologie laser.

Ceci nous permet d'améliorer l'incertitude sur les petites valeurs de S_1 . On peut vérifier en effet que la variation de S_1 est exponentielle dans les premières nanosecondes, ce qui permet d'extrapoler jusqu'à l'instant origine.

Imprécision

L'incertitude principale réside dans les chronométries relatives de $P(t)$ et de $S(t)$. Nous avons vu au chapitre III que l'imprécision correspondante peut être évaluée à ± 2 ns. Les valeurs de $I(t)$ correspondant respectivement aux incertitudes chronométriques + 2 et - 2 ns ont été tracées en tirets sur la figure 9.

On constate que dans les zones voisines de l'instant de décrochement l'imprécision est considérable et peut atteindre 30 à 40 % dans les plus mauvais cas.

Il semble difficile de réduire cette indétermination qui est liée à la bande passante de l'oscilloscope utilisé. L'emploi d'un oscilloscope à ondes progressives ne peut être envisagé dans ce cas, puisqu'il est indispensable de disposer d'un amplificateur de tension surtout pour les signaux de faible intensité qui correspondent au pied de l'impulsion laser et qui sont ceux qui nous intéressent dans ce problème de chronométrie.

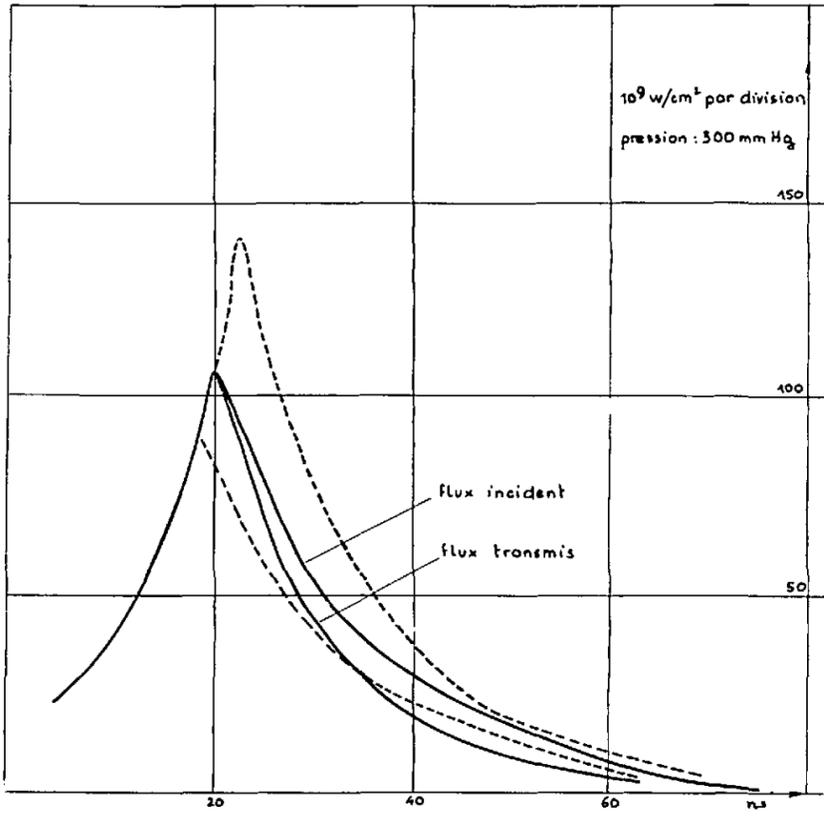


Figure 9a - Flux incidents et transmis dans le deutérium.

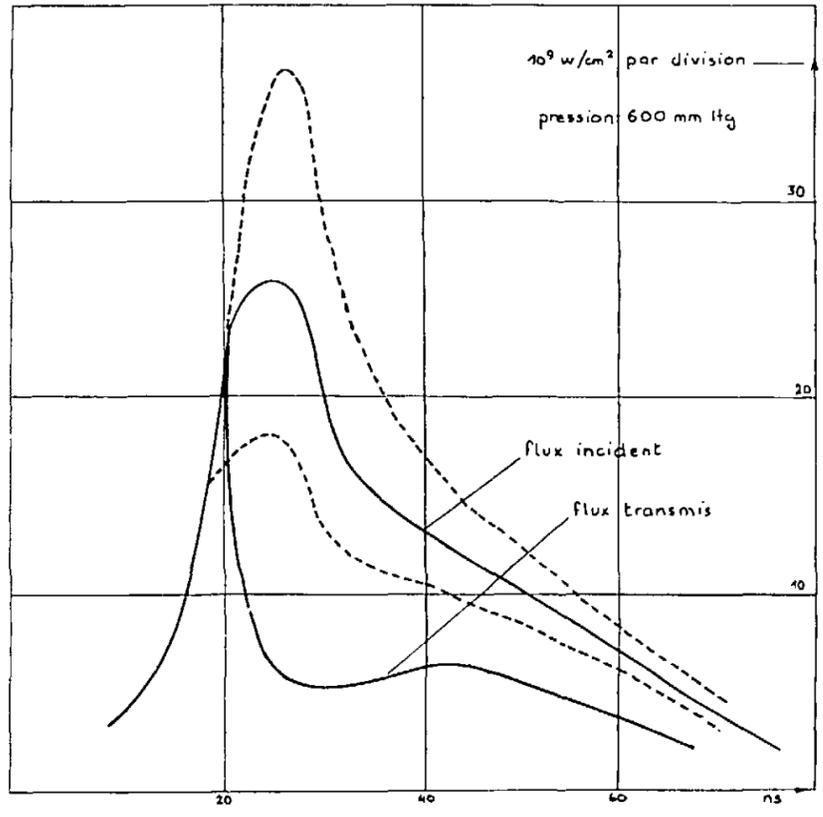


Figure 9b - Flux incidents et transmis dans le deutérium.

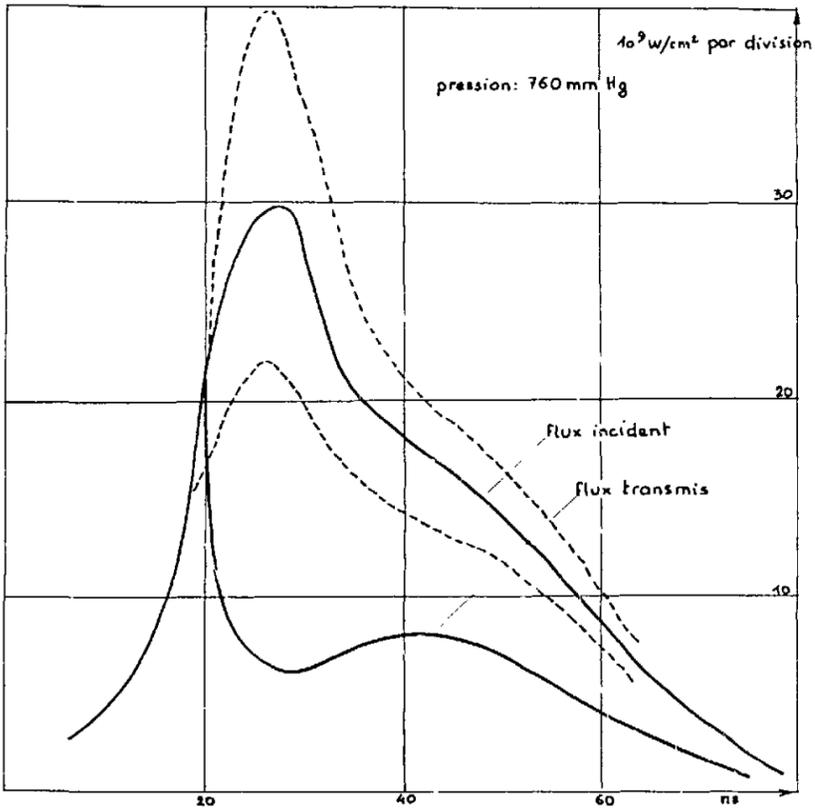


Figure 9c - Flux incidents et transmis dans le deutérium.

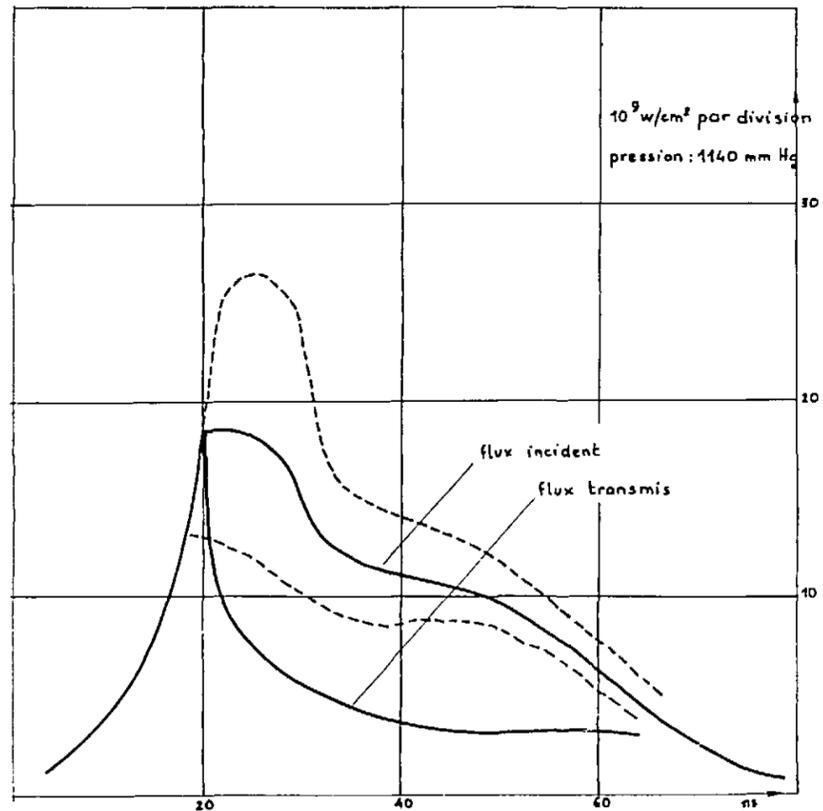


Figure 9d - Flux incidents et transmis dans le deutérium.

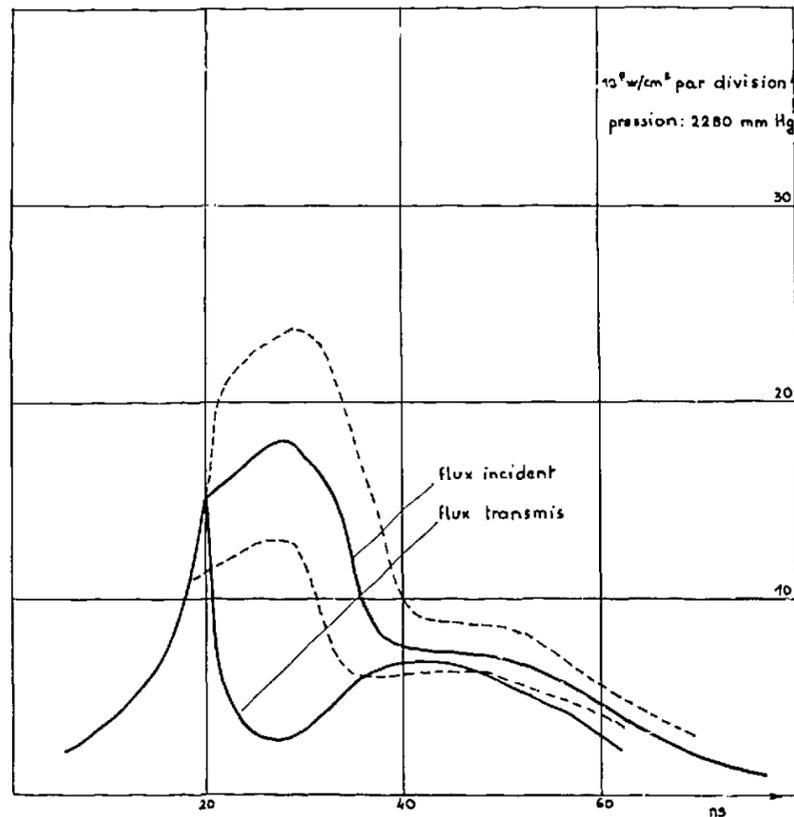


Figure 9e - Flux incidents et transmis dans le deutérium.

Il faut noter que le flux transmis est entaché des mêmes erreurs. Par contre les valeurs relatives des intensités incidente et transmise sont connues avec la précision bien meilleure que nous avons notée au chapitre II.

L'analyse de ces courbes montre un certain nombre de points importants.

En premier lieu on notera que l'expansion rapide du plasma limite considérablement les flux agissants.

Cette expansion a pour effet de modifier beaucoup l'évolution en fonction du temps du flux incident. Il devient très dissymétrique. Alors que dans sa partie croissante il est proportionnel à la puissance, il passe pratiquement par un maximum au voisinage du point de décrochement pour décroître d'autant plus lentement que la pression est plus basse.

Enfin, notons que le maximum de flux incident correspond au minimum de flux transmis. D'autre part, le phénomène du rebondissement des énergies transmises est nettement plus visible sur les valeurs correspondantes du flux.

Il faut admettre que l'absorption n'est pas linéaire, qu'elle est d'autant plus importante que le flux est plus élevé. Nous reviendrons numériquement en deuxième partie sur cet aspect de l'absorption du flux laser. Contentons-nous pour l'instant de remarquer qu'il explique l'allure des courbes 7.

B - SEUILS DE PREIONISATION

Il est facile de voir qu'il ne préexiste pas d'électrons libres dans le volume d'espace-temps constitué par le volume focal et un intervalle de quelques dizaines de nanosecondes. Nous avons vu dans l'introduction que ces électrons ne pouvaient avoir une origine conventionnelle.

Nous présenterons en deuxième partie les théories en présence qui permettent d'expliquer cette photoionisation en faisant intervenir des phénomènes non linéaires. Toutes s'accordent pour proposer un phénomène à seuil, ou plus précisément pour estimer qu'au voisinage d'une certaine valeur du flux lumineux la probabilité d'ionisation augmente rapidement.

Mesure du seuil de préionisation

C'est à la détermination de ce seuil I_s que nous allons nous attacher.

Il n'est pas possible d'effectuer une mesure directe de ce seuil dans les conditions de pression qui ont fait l'objet de nos études expérimentales précédentes.

En effet, dès la création d'un certain nombre d'électrons, ceux-ci vont se trouver accélérés sous l'action du rayonnement et se multiplieront par collision sur les atomes neutres. Cette multiplication va se poursuivre jusqu'à l'ionisation complète du gaz et sera marquée par une absorption importante de l'énergie lumineuse dès que le nombre d'électrons libres sera suffisant. Nous appellerons I_c le flux correspondant.

Pour un gaz donné et un flux laser au point de concentration constant et reproductible en fonction du temps, la durée de ce phénomène de cascade ne dépendra que de la pression (*). Soit τ la durée de cette cascade.

Cherchons à déterminer la valeur de τ pour une pression donnée p .

Pour chaque objectif et chaque gaz, on peut déduire du réseau des courbes 2 la suite des nombres $\tau(p) - \tau(p_0)$ et tracer leur évolution en fonction de la pression p .

Cette évolution est représentée (fig. 10). Elle concerne l'Hélium, l'Argon et le Deutérium. On a envisagé le cas des deux objectifs utilisés $f = 40$ mm et $f = 80$ mm. On constate que lorsque p augmente indéfiniment $\tau(p) - \tau(p_0)$ tend vers une limite finie.

Physiquement il est évident que $\tau(p)$ tend vers zéro lorsque p tend vers l'infini. Cela exprime qu'à haute pression les fréquences de collision électrons-atomes sont très courtes.

La limite que nous venons de mettre en évidence a donc pour valeur $-\tau(p_0)$. C'est la durée de la cascade à la pression p_0 . On en déduit très facilement l'instant de préionisation, c'est-à-dire l'instant où l'intensité laser atteint la valeur du seuil de préionisation.

Pour effectuer la détermination de ce seuil I_s nous nous rappellerons que dans la zone considérée l'évolution du laser est exponentielle (chapitre II), c'est pourquoi nous avons tracé (fig. 11) $I = I(t)$ en coordonnées semi-logarithmiques pour les huit cas envisagés. Nous y avons porté le point $I_c(p_0)$. De la valeur précédemment déterminée $\tau(p_0)$ on déduit directement I_s .

Incertitude sur les valeurs de I_s .

La précision sur I_s dépend essentiellement de la précision que l'on a pu obtenir sur $\tau(p_0)$.

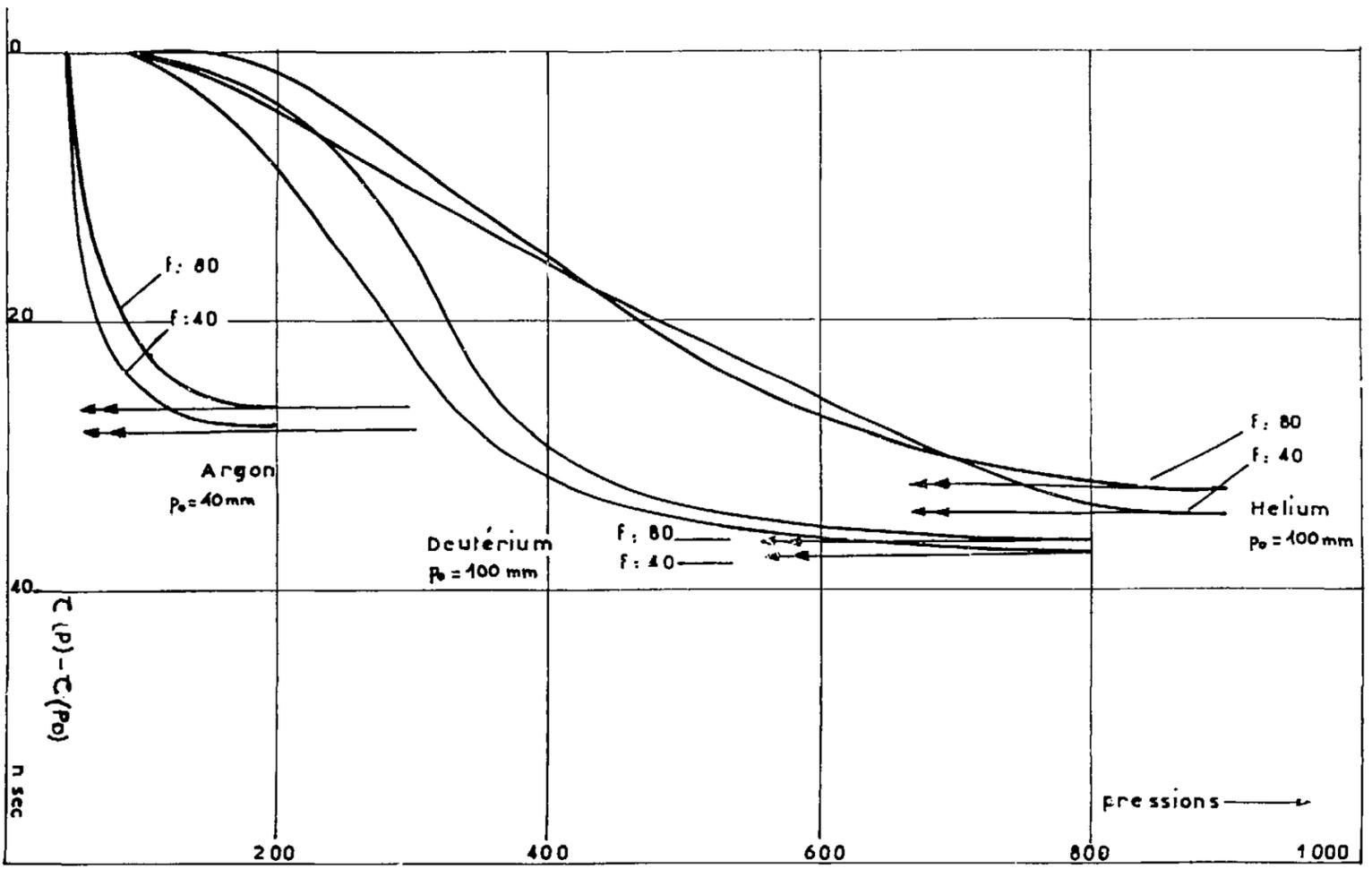
Nous avons montré chapitre II que l'incertitude sur les temps était égale à 2 ns mais nous avons précisé qu'elle est provoquée par une atténuation sur les temps de montée; donc $\tau(p_0)$ et $\tau(p)$ sont l'objet d'incertitude par excès. Il y a donc compensation au moins partielle et l'erreur ne saurait excéder 2 ns. Nous avons reporté cet intervalle de ± 2 ns. Nous avons reporté cet intervalle de ± 2 ns sur les tracés de la figure 11 ce qui nous donne :

$$\frac{\Delta I_s}{I_s} = 0,2$$

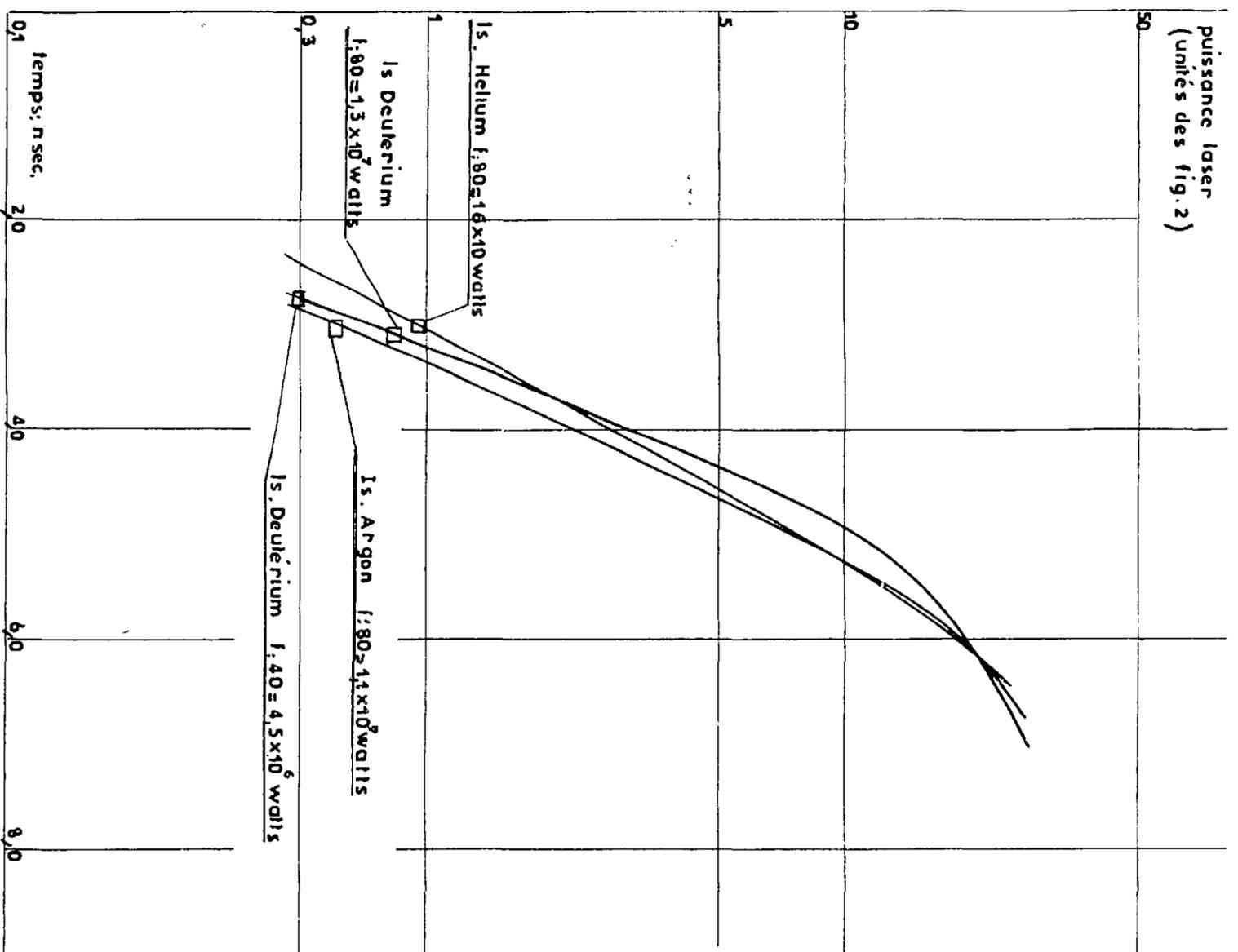
Finalement les valeurs I_s figurent dans le tableau suivant : (elles sont exprimées en W/cm^2)

	ARGON	HELIUM	AIR	DEUTERIUM
$f = 40$	$1,1 \times 10^{10}$	$1,9 \times 10^{10}$	$1,2 \times 10^{10}$	$1,5 \times 10^{10}$
$f = 80$	$1,0 \times 10^{10}$	$1,8 \times 10^{10}$	$1,2 \times 10^{10}$	$1,55 \times 10^{10}$

(*) Tant qu'il n'y a pas formation d'un plasma, le flux au foyer et la puissance sont des grandeurs proportionnelles, c'est pourquoi nous pouvons utiliser les courbes de la figure 2.



42



43

CONCLUSIONS SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Au cours des expériences qui viennent d'être décrites, nous avons abordé l'étude du problème sous deux aspects nettement différents.

Nous avons d'abord considéré l'aspect transfert du rayonnement que nous avons exprimé par les courbes d'absorption de la puissance en fonction du temps.

Nous en avons déduit les valeurs des flux incidents et transmis. Autrement dit nous avons fixé les conditions aux limites du transfert du rayonnement.

D'autre part l'étude des variations des dimensions du plasma que nous avons mesurées nous permettra, par une étude des phénomènes hydrodynamiques, de calculer en fonction du temps la variation spatiale des variables d'état du plasma.

Enfin nous avons mesuré des flux seuils pour une préionisation du milieu. Il s'agira d'abord d'obtenir une justification théorique de ces seuils.

DEUXIÈME PARTIE LE MODÈLE THÉORIQUE

Le plasma dont nous venons de décrire expérimentalement les propriétés est caractérisé par deux phases successives.

- la première est la phase d'ionisation au cours de laquelle la densité électronique croît sous l'action d'un certain nombre de mécanismes que nous nous proposons d'étudier.

- dans la deuxième le plasma est suffisamment ionisé pour absorber fortement le rayonnement laser. Il est lumineux et évolue hors du volume focal dans lequel il restait confiné au cours de la première phase.

Nous décrirons donc successivement ces deux phases, mais auparavant, nous allons être amenés à étudier plus particulièrement un des mécanismes de création d'électrons : l'ionisation multiphonique.

En effet, si les autres mécanismes de création ou de perte (ionisation par collision, diffusion...) sont bien connus et dépendent de constantes physiques bien déterminées, les processus multiphotoniques n'ont été étudiés que récemment, les théories étant souvent incertaines voire contradictoires. Il faudra donc confronter très étroitement les résultats expérimentaux et les modèles théoriques.

CHAPITRE V

LE SEUIL

Il s'agit, rappelons le, de déterminer par quel processus des électrons peuvent être créés dans le volume focal par action de photons dont l'énergie est inférieure à l'énergie d'ionisation des atomes du gaz. Nous avons montré en première partie que les processus habituels ne permettaient pas d'expliquer l'ionisation de départ.

ASPECT BIBLIOGRAPHIQUE

La préionisation a surtout été envisagée par intervention d'un processus multiphotonique.

Au début de 1964 sont publiés les premiers articles concernant un effet multiphotonique. Ce sont ceux de I.I. GOLDMAN [20] d'une part et de L.S. BROWN et T.W.B. KIBBLE [21] d'autre part.

Ces auteurs considèrent l'interaction d'un faisceau de photons intense et cohérent avec des électrons libres. Le rayonnement est introduit sous la forme d'un champ électromagnétique classique. Les effets multiphotoniques apparaissent comme l'action des harmoniques du champ électromagnétique incident. L'action de ces harmoniques cesse d'être négligeable pour des densités de flux de l'ordre de 10^{17} watts/cm².

En juillet 1964, Von ROOS [22] traitait le problème des électrons liés.

Il utilise une méthode des perturbations, mais cette fois l'hamiltonien non perturbé est $H_0 + \langle \vec{J} \cdot \vec{A} \rangle$ expression dans laquelle H_0 est l'hamiltonien sans interaction et $\langle \vec{J} \cdot \vec{A} \rangle$ l'interaction moyenne. La perturbation est alors $\vec{J} \cdot \vec{A} - \langle \vec{J} \cdot \vec{A} \rangle$ ce qui permet d'utiliser la méthode pour traiter des cas où $\vec{J} \cdot \vec{A}$ est assez élevé (d'un ordre de grandeur comparable à H) (*).

Le résultat des calculs indique qu'il y a une certaine probabilité d'émission de rayonnement incident. Cette probabilité devient appréciable pour des flux de l'ordre de 4×10^{12} W/cm².

En octobre 1964, P. NELSON [11] présentait une méthode de calcul basée sur un principe différent. Ce modèle que nous avons largement exploité sera décrit plus loin.

En janvier 1965, GOLD et BEBB [23] tentèrent de calculer exactement les seuils d'ionisation multiphotonique, en considérant l'interaction de N photons avec les atomes du gaz représentés par la totalité de leurs niveaux d'énergie. Le calcul est poussé au N^{e} ordre. Malheureusement, les seuils calculés sont à peu près mille fois trop élevés. Les auteurs remarquent eux-mêmes que la méthode de calcul est extrêmement imprécise.

(*) \vec{J} et \vec{A} sont respectivement le vecteur densité de courant et le potentiel vecteur du champ électromagnétique.

Leur approximation consiste en effet à négliger la présence de niveaux métastables dont l'existence peut conduire à des résonances d'autant plus probables que les niveaux sont modifiés par un effet extérieur.

Un calcul complet nécessite l'écriture de tous les états de l'atome considéré, y compris les états métastables, en évitant d'autre part d'utiliser une méthode des perturbations qui conduit à des divergences pour les ordres élevés.

En mai 1965 paraissait dans le Soviet Physics J.E.T.P. la traduction de l'article de Keldysh au J.E.T.P. de novembre 1964 [24].

L'auteur utilise un formalisme classique pour étudier la probabilité d'ionisation d'un atome dans le champ d'une onde électromagnétique intense dont la fréquence est inférieure à la fréquence correspondant au potentiel d'ionisation.

Les résonances sur les niveaux excités, élargis et déplacés par effet Stark sont envisagées. On retrouve les formules de l'effet de peau aux basses fréquences. Aux fréquences optiques on obtient formellement un effet multiphotonique ; cependant les intensités requises pour une ionisation directe sont encore beaucoup plus élevées que les valeurs mesurées.

Dans un article plus récent (mars 1966) GOLD et BEBB [25] reprennent le calcul des seuils d'ionisation de l'hydrogène et des gaz rares.

Cette fois-ci ils introduisent les résonances sur les niveaux métastables. Le résultat conduit à des ordres de grandeurs corrects sauf pour l'Hélium et le Néon pour lesquels les seuils calculés sont cent fois trop élevés. Les auteurs suggèrent que la photoionisation se produit alors sur des impuretés susceptibles de se trouver présentes dans ces deux gaz. Notons enfin qu'à l'exception de l'hydrogène, seul le cas de $\lambda = 0,69\mu$ est traité. Celui correspondant à $\lambda = 1,06\mu$ nécessitant un développement à un ordre plus élevé conduit dans le cas de l'hydrogène à une probabilité d'ionisation plus faible et amènerait certainement des résultats très décevants pour les gaz rares.

Tout récemment (1967) une étude théorique de GONTIER et TRAHIN [26] était effectuée sur l'ionisation du césium par un processus d'absorption à deux photons. Ces auteurs ont calculé rigoureusement la section efficace des processus. Ils utilisent le formalisme de FEYNMAN et tiennent compte des effets d'écran importants dans un atome de rang Z élevé. Malheureusement les probabilités de transition ne sont pas calculées explicitement, et il n'est pas possible de comparer le résultat aux valeurs expérimentales.

Signalons enfin que la méthode est extrapolable à un nombre de photons supérieur à 2, laissant ainsi un espoir d'obtenir une nouvelle valeur des probabilités de transition qui nous intéressent.

Enfin il faut citer la suggestion de CHALMETON et PAPOULAR [27] concernant un éventuel chauffage diélectrique non linéaire suffisant pour ioniser thermiquement le gaz et créer des électrons dans le volume focal.

B - LA THEORIE DE NELSON [10], [11], [28], [29], [30], [31]

Le problème posé est celui du calcul de la probabilité de transitions du type :



Pour un tel calcul, l'auteur utilise le formalisme des diagrammes de Feynman. La matrice décrivant l'interaction est constituée d'une somme de termes. Chacun de ces termes peut être représenté par un diagramme faisant intervenir des électrons et des photons représentés par des lignes aboutissant à des points. Dans un processus à s photons on doit faire intervenir s + 1 points ; ce qui montre qu'à priori la matrice va être constituée de la somme des éléments correspondant aux combinaisons des s + 1 points. Une telle somme n'est a priori pas calculable. On est donc conduit à effectuer une série d'approximation :

La première consiste à remplacer les diagrammes réels tous dissemblables, par d'autres tels que les photons incidents soient tous absorbés avant l'émission du photon final.

Comme les termes correspondant à ce type de diagramme sont tous positifs contrairement au cas réel, on obtient une probabilité de transition trop élevée. Pour tenir compte de ce fait on multiplie le résultat par un facteur pondérateur C^{-s} .

Dans ces conditions, il est possible de calculer le rapport des probabilités d'un événement à s + 1 photons et d'un événement à s photons.

On trouve :

$$\frac{P_{s+1}}{P_s} = \frac{N}{N_0} \times \frac{1}{s+1}$$

Avec

$$N_0 = 2 C (2\pi)^3 \times 137 \times \frac{1}{\lambda^3}$$

en unités C.G.S.

Cette expression peut s'écrire en termes de densité de flux et se rapporter à une probabilité d'un événement à un photon.

$$P_s = \frac{1}{s!} \left(\frac{I}{I_0} \right)^{s-1} P_1 \quad (1-2)$$

Avec

$$I_0 = h \lambda C N_0 \quad (1-3)$$

Lors d'une expérience préliminaire sur l'ionisation de l'air par un laser à rubis [11] nous avons montré qu'il fallait adopter la valeur 3 pour la constante C.

Donc :

$$\begin{aligned} I_0 &= 5.10^9 \text{ W/cm}^2 & \text{pour } \lambda &= 0,69 \mu \\ I_0 &= 10^9 \text{ W/cm}^2 & \text{pour } \lambda &= 1,06 \mu \end{aligned} \quad (1-4)$$

Dans ces conditions la création d'électrons par ionisation multiphotonique s'écrira :

$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma_s n_0 \frac{I}{h\nu} \sum_{s=2}^{\infty} \frac{1}{s!} \left(\frac{I}{I_0} \right)^{s-1} = \nu_s n_0 \quad (1-5)$$

S est défini par :

$$h\nu S \geq \chi \geq h\nu (S-1)$$

et σ_s est la section efficace d'ionisation multiphotonique.

Il n'est pas possible de la calculer. Tout comme la constante C c'est-à-dire la densité de flux I_0 , il faudra la considérer comme une constante physique à déterminer expérimentalement.

C - COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

La densité de flux caractéristique I_0 est la valeur à partir de laquelle la probabilité de l'effet photoélectrique multiple cesse d'être négligeable. On peut montrer avec NELSON [11] que la valeur moyenne du nombre s de photons agissant par effet multiphotonique est :

$$\langle s \rangle = \frac{I}{I_0}$$

L'ionisation se produit si $S = \langle s \rangle$

Le seuil de claquage correspond à

$$I_s = S I_0$$

Si nous comparons aux résultats expérimentaux de IV, nous obtenons le tableau suivant (*). Les seuils sont exprimés en watt/cm².

I_s / gaz	Argon	Hélium	Air (Azote)	Deutérium
Résultat expérimental				
Incertitude 20 %	$1,1 \times 10^{10}$	$1,9 \times 10^{10}$	$1,2 \times 10^{10}$	$1,5 \times 10^{10}$
Résultat théorique	$1,35 \times 10^{10}$	$2,1 \times 10^{10}$	$1,35 \times 10^{10}$	$1,3 \times 10^{10}$

Nous avons également calculé le seuil que l'on obtiendrait si l'on considérait le premier niveau d'excitation de l'atome et non pas l'énergie d'ionisation comme ci-dessus.

	Argon	Hélium	Air	Deutérium
Seuil d'excitation	1×10^{10}	$1,7 \times 10^{10}$	$0,54 \times 10^{10}$	$0,6 \times 10^{10}$

On constate que compte tenu des marges d'erreurs, l'accord est satisfaisant entre les valeurs théoriques et expérimentales.

D'autre part le mécanisme (parfois invoqué) qui conduirait à l'ionisation par étapes sur les niveaux d'excitation mériterait d'être mieux justifié car il semble en contradiction avec les résultats du deuxième tableau.

Cependant, il serait inexact de conclure à la vérification expérimentale de la théorie multiphotonique.

Il a seulement été vérifié que les seuils de préionisation étaient proportionnels aux potentiels d'ionisation de l'espèce atomique considérée. Il faut rappeler en effet que la constante de préionisation I_0 a été déterminée à partir de résultats expérimentaux, et non par le calcul.

Toutefois, on a montré par ailleurs [29](**) que les valeurs expérimentales étaient compatibles avec la variation $1/\lambda^3$ prévue par la théorie pour N_0 . Ceci apporte un argument de plus en faveur du modèle.

Remarque

La variation théorique en $1/\lambda^3$ semble en contradiction avec les résultats exposés dans un article de BUSCHER, DAMON et TOMLINSON [32]. Si ces auteurs confirment effectivement que le seuil décroît en fonction de la longueur d'onde de $\lambda = 0,69\mu$ à $\lambda = 1,06\mu$, ils montrent en plus qu'il croît de $0,35$ à $0,5\mu$.

Il faut cependant noter que leur définition du seuil n'est pas la même que celle que nous avons adoptée (II-a). Ils considèrent un seuil (I_c) qui est fonction de la pression et de la forme de l'impulsion et qui est à rapprocher de la densité de flux au point de décrochement de la courbe de transmission (***), alors que I_s ne dépend que de λ et de la nature du gaz. Nous avons montré expérimentalement (IV-B) que I_c était le flux laser au temps $\tau(p)$ après avoir atteint le seuil I_s . Ce flux dépend donc non seulement de la pression mais de la forme de l'impulsion. Comme les mesures à $0,5\mu$ et $0,35\mu$ ont été obtenues après doublement des fréquences à $1,06\mu$ et $0,7\mu$, l'impulsion correspondante est raccourcie. (Les auteurs précisent que les largeurs à mi-hauteur pour

$1,06\mu$ et $0,69\mu$, $0,53\mu$ et $0,35\mu$ sont respectivement 40, 40, 28 et 20 ns). En conséquence, il est assez critiquable de comparer des valeurs de $I_c(\lambda)$ obtenues pour des impulsions de formes différentes.

On voit ainsi combien il est difficile, vu le manque de rigueur dans la définition du seuil dans certaines publications, de comparer les résultats expérimentaux et théoriques de différents auteurs.

D - AUTRES EFFETS MULTIPHOTONIQUES

En toute rigueur l'effet photoélectrique n'est pas le seul processus d'interaction rayonnement matière où puisse intervenir un effet multiphotonique. On a déjà cité [21] le cas de l'effet Compton. On se rappelle que la probabilité d'une action multiphotonique, cesse d'être négligeable pour des flux supérieurs à 10^{17} watts/cm² donc très supérieurs aux possibilités expérimentales.

Il convient cependant de considérer différemment le cas du Bremsstrahlung. Formellement, l'interaction avec un système réduit à un électron libre au voisinage d'un ion, se présente de façon analogue à celle d'un électron lié. La probabilité d'un effet à $s + 1$ photons sera liée à la probabilité d'un effet s photons par une relation de récurrence analogue à celle de l'effet photoélectrique. C'est effectivement ce que considère NELSON [31].

On se rappelle que cet auteur avait été amené à introduire un facteur pondérateur C . Ce facteur qui ne saurait être calculé avait été déterminé expérimentalement lors d'une expérience sur l'effet photoélectrique [11]. Il devra bien entendu être mesuré également dans le cas du Bremsstrahlung. C'est ce que nous ferons au chapitre suivant. Nous nous écarterons ainsi légèrement de [31] où avait été admis sans justification que le facteur C donc I_0 (1-3) était identique pour les deux processus.

Notons d'ailleurs que ce point de vue est confirmé par une étude de F.V. BUNKIN et M.V. FEDOROV [33].

Ces auteurs développent une méthode pour déterminer la section efficace d'émission et d'absorption par Bremsstrahlung multiphotonique. Leurs calculs ne conduisent pas à des solutions numériques utilisables.

Ils démontrent cependant, et c'est ce que nous retiendrons que le seuil I_0 prévu par [31] est trop faible d'un facteur c/w , w étant la vitesse individuelle des électrons.

E - CONCLUSION

Les interactions multiphotoniques vont jouer un grand rôle dans la suite de notre description. Nous utiliserons largement les résultats semi-expérimentaux de la théorie de NELSON ; compte-tenu des remarques que nous avons faites on pourrait considérer d'autres modèles, mais leurs emplois n'est guère commode. (Ce sont en général des résultats de calculs numériques présentés sous forme de courbes ou tabulés) et leur confrontation avec l'expérience n'est guère concluante comme on l'a vu lors de l'analyse bibliographique.

(*) L'ionisation de vapeurs de métaux alcalins a été également étudiée [46]. Malheureusement l'expérience ne peut se faire qu'à basse pression et il est difficile d'en déduire une valeur de I_s . La seule conclusion est que le seuil est nettement plus bas que celui des gaz rares conformément aux valeurs moindres de χ .

(**) sur deux fréquences seulement, ce qui n'est pas décisif.

(***) En pratique, il est mesuré en [32] en faisant varier la puissance crête du laser jusqu'à disparition du phénomène de claquage.

CHAPITRE VI L'IONISATION

Dès que le flux laser dépasse les valeurs que nous venons de déterminer, il y a création d'un certain nombre d'électrons libres. Ceux-ci vont se trouver accélérés sous l'action du rayonnement laser. Par collision avec des atomes neutres, ils vont provoquer l'ionisation en cascade du gaz soumis au flux laser.

A - ASPECT BIBLIOGRAPHIQUE

Ce mécanisme d'ionisation a été considéré par de nombreux auteurs. TOMLINSON [5] effectue un développement analogue à celui utilisé dans l'ionisation H. F. des gaz ; mais il se heurte au problème de la très faible probabilité de présence d'électrons libres dans le très faible volume d'espace-temps intéressé.

ZELDOWICH et RAIZER [34] ont étudié théoriquement un mécanisme d'avalanche ; ils considèrent un processus de Bremsstrahlung inverse électron-atome neutre et en déduisent le coefficient d'absorption de lumière lors de ce type de collision. On écrit ainsi une équation cinétique pour les électrons. Les auteurs obtiennent la constante de temps de la cascade. La comparaison de certains résultats expérimentaux avec la théorie indique un assez bon accord sur les ordres de grandeur. Par contre l'influence de la pression est assez mal prédite.

ASKARYAN et RABINOVICH [35] reprennent l'analyse précédente en ajoutant en plus le terme d'ionisation photoélectrique des atomes excités par collisions sur les électrons. Cela conduit à une nouvelle expression de la durée de la cascade.

PHELPS [36] reprend le même problème avec une étude détaillée du coefficient d'absorption par Bremsstrahlung. Il tient compte non seulement de l'ionisation par collision, mais aussi de l'excitation suivie de photoionisation et des pertes d'électrons par diffusion. Lui aussi se heurte au problème de l'initiation et déduit de certaines divergences entre la théorie et l'expérience que l'ionisation directe qu'il néglige) joue un rôle plus important que celui qu'il prévoyait.

B - ETUDE PHYSIQUE DE L'IONISATION - LES HYPOTHESES ET LES EQUATIONS

L'analyse que nous allons présenter est analogue à celle de PHELPS. Elle en diffère cependant par le contenu physique des paramètres introduits et par les conditions initiales. Cette analyse est d'ailleurs celle classiquement utilisée dans l'étude des décharges H. F. Elle est décrite en particulier dans le Cours de Physique des Plasmas de J. L. DELCROIX [37].

Nous admettrons, sans justifier pour l'instant cette hypothèse, que nous pouvons négliger les phénomènes de recombinaison électron-ion. Nous nous réservons d'en examiner ultérieurement le bien fondé, compte tenu des résultats que nous obtiendrons concernant les valeurs des densités électroniques et de température au cours de la cascade.

Le volume focal dans lequel va se produire l'ionisation et par lequel nous évaluerons les pertes d'électrons par diffusion sera assimilé à un cube de côté $2 r_0$; r_0 est le rayon du cercle de moindre diffusion que nous avons mesuré en deuxième partie. Cette approximation géométrique est évidemment grossière, mais elle a l'avantage de se prêter à des calculs simples.

Nous admettons que les vitesses des électrons suivent la distribution de MAXWELL, c'est-à-dire qu'il y a une température électronique T_e .

Dans ces conditions l'équation d'évolution du nombre d'électron s'écrira :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D \nabla^2 n_e = \nu_i n_e + \nu_r n_0 \quad (2-1)$$

Dans cette expression D est le coefficient de diffusion des électrons, ν_i la fréquence d'ionisation par collision électron-atome et ν_r la fréquence de préionisation multiphotonique.

L'équation de transfert du rayonnement (*) :

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\partial I}{\partial x} = -K I - K_s I$$

exprime que la variation de la densité de flux a permis d'augmenter l'énergie interne du gaz d'électrons.

$$\frac{d}{dt} \left[n_e \left(\frac{3}{2} K T + \chi_1 \right) \right] = K I + K_s I \quad (2-2)$$

K et K_s sont respectivement les coefficients macroscopiques d'absorption par Bremsstrahlung inverse et par effet photoélectrique multiple.

La résolution du système des équations (2-1) et (2-2) va nous fournir la loi de variation de la densité électronique et de la température pendant la phase d'ionisation.

Auparavant il convient de déterminer les différents termes qui interviennent dans les deux équations.

C'est pourquoi nous traiterons successivement, de la diffusion libre des électrons, de la fréquence d'ionisation et des coefficients d'absorption K et K_s .

C - DETERMINATION DES TERMES DE L'IONISATION

Le terme de diffusion

La diffusion des électrons hors du volume focal, s'exprime par le terme $D \Delta^2 n_e$ de l'équation (2-1).

On sait qu'une méthode de résolution d'une telle équation consiste d'abord à rechercher les fonctions propres et valeurs propres de l'opérateur $D \Delta^2$.

Dans ce but nous admettons que $n_e(\infty)$ et $n_e(2 r_0)$ sont nuls. C'est-à-dire que la densité électronique s'annule sur les parois de la boîte cubique. Il existe une très grande différence entre le cas qui nous occupe, à savoir l'ionisation dans un volume $8 r_0^3$, et le modèle de traitement d'une décharge qui nous sert de guide. Dans ce dernier cas en effet, les parois sont métalliques et conductrices et la condition $n_e = 0$ y est rigoureusement respectée. Dans le cas du claquage par laser, les parois sont constituées par l'enveloppe de gaz froid qui entoure le volume focal en cours d'ionisation.

La condition $n_e = 0$ exprime que les électrons qui s'échappent "s'évanouissent" instantanément dans le gaz. C'est à peu près vrai si le gaz froid est dense et si l'énergie des électrons est suffisamment faible pour que leur libre parcours moyen soit très faible. Notons d'autre part que les

(*) Rappelons que dans cette phase nous assimilons le volume focal à un cube de côté $2 r_0$. Les rayons lumineux doivent être considérés comme parallèles à l'axe optique.

électrons qui s'échappent du volume focal ne pourront ioniser les couches externes que si leur énergie cinétique est supérieure à l'énergie d'ionisation. Les électrons secondaires ainsi créés n'étant pas accélérés seront fatalement capturés de même que les électrons diffusés d'énergie inférieure à l'énergie d'ionisation. Cela revient à dire que la condition $n_e = 0$ n'est qu'approchée ; il doit exister une faible ionisation permanente dans la couche périphérique, propre à assurer la neutralisation des charges qui s'échappent.

L'équation aux valeurs propres de $D \nabla^2 n$ s'écrit :

$$D \nabla^2 n_e^{lmn} = -\nu^{lmn} n_e^{lmn} \quad (2-3)$$

on trouve

$$\nu^{lmn} = \frac{\pi^2 D}{4 r_0^2} (l^2 + m^2 + n^2) \quad (2-4)$$

$$n_e^{lmn}(x, y, z) = a_{lmn} \sin \frac{l\pi x}{2r_0} \sin \frac{m\pi y}{2r_0} \sin \frac{n\pi z}{2r_0} \quad (2-5)$$

et la densité moyenne

$$n_e^{lmn} = a_{lmn} \times \frac{1}{(2r_0)^3} \int_0^{2r_0} \sin \frac{l\pi x}{2r_0} \sin \frac{m\pi y}{2r_0} \sin \frac{n\pi z}{2r_0} dx dy dz$$

$$n_e^{lmn} = a_{lmn} \frac{1}{\pi^3 l m n} [1 - \cos l\pi] [1 - \cos m\pi] [1 - \cos n\pi] \quad (2-6)$$

n_e^{lmn} est $\neq 0$ pour l, m, n impairs.

Calcul de ν_{lmn} .

Nous avons montré que $\nu^{lmn} = \frac{\pi^2 D}{4r_0^2} (l^2 + m^2 + n^2)$

Comme nous avons négligé la recombinaison, il est justifié de considérer un mode de diffusion libre des électrons.

Dans ces conditions

$$D = \frac{K T_e}{m_e \nu_1}$$

Dans cette expression ν_1 est la fréquence de collision effective électron atome. Nous admettons que $\nu_1 = \nu_1'$ fréquence de relaxation microscopique [37].

Physiquement cela exprime que la forme de la fonction de distribution des vitesses électroniques, c'est-à-dire la température, est constante dans le volume considéré.

Or : $\nu_1 = n_0 \sigma_0 \langle w \rangle$

où $\langle w \rangle$ est la vitesse moyenne des électrons - $\langle w \rangle = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$

σ_0 est la section efficace de transfert de quantité de mouvement par collision électron-atome. Rigoureusement c'est une fonction de l'énergie des électrons. Heureusement d'après les tables de constantes présentées en [37] elle varie peu et nous adopterons :

$\sigma_0 = 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ (valeur exacte pour une énergie de 1,5 eV) (*).

Il vient alors :

$$D = \frac{1}{n_0 \sigma_0} \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$$

(*) Nous n'avons pas considéré les collisions électrons-molécules, mais il est raisonnable de considérer qu'aux températures où la diffusion devient importante, la dissociation est totale.

et par suite :

$$v_{ion}(T) = \frac{\pi^2 (l^2 + m^2 + n^2)}{4r_0^2 n_0} \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}} \quad (2-8)$$

La fréquence d'ionisation

La fréquence d'ionisation par collision électron-atome est donnée par l'expression :

$$v_i = n_0 \langle \sigma_i w \rangle \quad (2-9)$$

σ_i est la section efficace d'ionisation par collision électron-atome. Il y a un grand nombre de déterminations de $\sigma_i(w)$. Citons en particulier l'ouvrage récent de KIEFFER et DUNN [38] qui ont comparé un grand nombre de travaux antérieurs.

Notre propos étant de déterminer $\langle \sigma_i w \rangle$ pour des énergies moyennes nettement inférieures à l'énergie d'ionisation, une expression approchée de $\sigma_i(E)$ pour les faibles valeurs de l'énergie cinétique E des électrons nous suffira.

C'est pourquoi nous nous sommes contentés d'une approximation linéaire en énergie des valeurs de $\sigma_i(E)$.

On obtient facilement à partir des tables :

$$\sigma_i(E) = 0,5 \times 10^{-17} (E - \chi) \text{ unités C.G.S.}$$

En admettant une fonction de distribution maxwellienne (*) des vitesses

$$f(w) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{mw^2}{2kT_e}}$$

on obtient :

$$\langle \sigma_i w \rangle = \frac{1}{n_e} \int_{\chi}^{\infty} n_e \sigma_i(w) \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{mw^2}{2kT_e}} \times w \times 4\pi w^2 dw$$

qu'il vaut mieux exprimer en fonction de l'énergie cinétique des électrons

$$\langle \sigma_i w \rangle = \int_{\chi}^{\infty} \sigma_i(E) \left(\frac{m_e}{2\pi kT_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{E}{kT_e}} \times \frac{8\pi E}{m_e^2} dE$$

Cette dernière expression est calculable simplement.

On a finalement :

$$v_i(T_e) = \frac{24\pi \times 10^{-6} n_0}{\sqrt{8} m} (kT_e)^{1/2} e^{-\frac{\chi}{kT_e}} [\chi + 2kT_e] \quad (2-10)$$

en unités C.G.S.

Le coefficient d'absorption K

Les électrons dans le champ coulombien des ions sont susceptibles d'être accélérés sous l'action du flux de photons. Ce processus est celui du Bremsstrahlung inverse.

Les expressions numériques du coefficient d'absorption macroscopique K pour un tel processus sont nombreuses. L. SPITZER [39] en fournit une d'emploi commode pour un plasma d'hydrogène de densité électronique n_e égale à la densité ionique n_i (**). Elle suppose seulement une distribution maxwellienne des électrons à la température T_e .

(*) En toute rigueur la distribution est plutôt une distribution de MARGENAU [40] et [37], mais on montre que celle-ci se réduit dans notre cas à une distribution de Maxwell.

(**) D'autres processus peuvent s'ajouter, pour modifier l'expression de K_0 . Nous considérons cette éventualité dans les remarques de la fin du chapitre VI.

$$K_0 = \frac{3,7 \times 10^8 n_0 c^2}{v^3 T^{1/2}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT_e}} \right) \quad (2-11)$$

Nous avons vu au chapitre précédent que le bremsstrahlung pouvait prendre un aspect multiphotonique. NELSON [31], BUNKIN et FEDOROV[33] ont étudié cette possibilité. Ils sont en désaccord sur le seuil I_0 à partir duquel la probabilité multiphotonique cesse d'être négligeable. Nous avons déjà discuté de ce désaccord et précisé son origine. Aussi nous considérerons essentiellement le point de vue expérimental : I_0 est un paramètre flottant que nous tâcherons d'évaluer.

D'après la référence [31] et compte tenu des remarques que nous avons faites à ce propos, le coefficient d'absorption K va prendre la valeur :

$$K = K_0 e^{I/I_0} \quad (2-12)$$

Le coefficient d'absorption K_s

Il traduit l'absorption correspondant à l'effet photo-électrique multiple.

On se rappelle (III - 1) que :

$$v_s = \sigma_s \frac{I}{h\nu} \sum_{s'=s}^{\infty} \frac{1}{s'!} \left(\frac{I}{I_0} \right)^{s'-1} \quad (1-5)$$

que l'on peut écrire :

$$v_s = \sigma_s \frac{I_0}{h\nu} \sum_{s'=s}^{\infty} \frac{1}{s'!} \left(\frac{I}{I_0} \right)^{s'} = \sigma_s \frac{I_0}{h\nu} \Phi_s \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (2-13)$$

D'autre part, d'après (27) :

$$K_s = n_e \sigma_s \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s!} \left(\frac{I}{I_0} \right)^s = n_0 \sigma_s \Phi_{s-1} \left(\frac{I}{I_0} \right) \quad (2-14)$$

on en déduit que :

$$\frac{v_s n_0}{K_s} = \frac{I_0}{h\nu} \frac{\Phi_s}{\Phi_{s-1}}$$

Le calcul des fonctions Φ_s et Φ_{s-1} pour $I/I_0 \geq 12$ montre que leur rapport est très voisin de 1

$$K_s = n_0 \frac{h\nu}{I_0} v_s \quad (2-15)$$

D. RESOLUTION DU SYSTEME D'EQUATIONS

Les équations

L'analyse que nous venons de présenter, conduit au calcul numérique de la variation de la densité électronique en fonction du temps. $n_e(t)$ est déterminé de façon implicite par le système d'équations suivant :

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D\nabla^2 n_e = v_i n_e + v_s n_0 \quad (2-1)$$

$$n_e(t) = \sum_{l,m,n} n_e^{l,m,n}(t) \quad (2-10)$$

$$D\nabla^2 n_e^{l,m,n} = -v^{l,m,n} n_e^{l,m,n} \quad (2-3)$$

$$n_e^{l,m,n} = a_{l,m,n}(t) \times \frac{1}{\pi^{3/2} l m n} [1 - \cos l\pi] [1 - \cos m\pi] [1 - \cos n\pi] \quad (2-6)$$

$$v_{i_{en}}(T) = \frac{\pi^2 (l^2 + m^2 + n^2) \sqrt{kT_e}}{4r_0^2 n_0 \sigma_0} \quad (2-8)$$

$$v_i = \frac{24\pi \times 10^{-6} n_0 (kT_e)^{1/2} e^{-\chi/kT} [\chi + 2kT_e]}{\sqrt{8} m} \quad (2-10)$$

$$\frac{d}{dt} \left[n_e \left(\frac{3}{2} kT + \chi \right) \right] = K I(t) + K_s I(t) \quad (2-2)$$

$$K(T) = \frac{3,7 \times 10^8 \text{ ne}^2}{v^3 T^{1/2}} \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) e^{\frac{\chi}{T_0}} \quad (2-12)$$

$$K_s = n_0 \frac{h\nu}{I_0} v_s \quad (2-15)$$

Les conditions aux limites

Il faut introduire les conditions aux limites :

- la condition initiale est assez simple. On écrit que $T = 300^\circ$, $n_0 = 0$, $I = I_0$ au temps $t = 0$. On posera $I = I_0 e^{\alpha t}$ tout le long du calcul, car on a pu vérifier que l'impulsion restait exponentielle pendant la durée de la cascade.

Pour comparer les résultats théoriques et expérimentaux il faut calculer τ , c'est-à-dire le temps au bout duquel l'absorption cesse d'être négligeable. Numériquement on exprime ceci en écrivant que l'absorption relative $\Delta I/I$ dépasse l'incertitude de nos mesures.

$$\frac{\Delta I}{I} = 5 \times 10^{-2}$$

Dans de telles conditions $\frac{\Delta I}{I} = 2 K r_0$.

On calcule donc le temps τ au bout duquel T_e et n_e sont tels que :

$$2 K r_0 = 5 \times 10^{-2} \quad (2-17)$$

Une solution analytique au voisinage de l'origine des temps

La résolution complète du système d'équations précédent est bien entendu du domaine des calculateurs digitaux. Il est toutefois possible d'obtenir la variation de n_e et T_e au début de l'interaction.

Lorsque la température du gaz d'électrons est assez basse le terme v_i est pratiquement négligeable. Ainsi pour $T = 10000^\circ$, $p_0 = 300 \text{ mm Hg}$, $v_i \sim 10^4/\text{s}$. Les collisions ne contribuent que pour une part négligeable à l'ionisation. Il en est de même de la diffusion. Les équations se réduisent à :

$$\frac{dn_e}{dt} = v_s n_0 \quad (2-18)$$

$$\frac{d}{dt} \left[n_e \left(\frac{3}{2} kT + \chi \right) \right] = K_s I(t) \quad (2-19)$$

Ce système peut être résolu analytiquement.

Au temps :

$$t = 0 \quad I = I_0 \quad n_e = 0$$

(2-18) se résout immédiatement et :

$$n_e = v_s n_0 t \quad (2-20)$$

Portons dans (2-18) il vient :

$$t \frac{d \left(\frac{3}{2} kT + \chi \right)}{dt} + \left(\frac{3}{2} kT + \chi \right) = \frac{K_s}{v_s n_0} I(t) = \frac{h\nu}{I_0} I(t)$$

que l'on peut résoudre

$$\frac{3}{2} kT + \chi = \frac{h\nu}{I_0} \frac{\int_0^t I(t) dt}{t}$$

Or :

$$I(t) = I_0 e^{\alpha t}$$

Donc :

$$\frac{3}{2} kT + \chi = \frac{v h}{I_0 \alpha t} I_0 (e^{\alpha t} - 1)$$

Or par définition

$$\frac{I_0 h\nu}{I_0} = \chi$$

il vient alors :

$$\frac{3}{2} kT + \chi = \frac{\chi}{\alpha t} (e^{\alpha t} - 1) \quad (2-21)$$

à condition que $t \ll 1/\alpha$, on peut développer l'exponentielle au deuxième ordre et obtenir :

$$\frac{kT}{\chi} = \frac{\alpha t}{3} \quad (2-22)$$

Résolution numérique

Pour déterminer l'évolution complète de $n_e(t)$, nous avons dû faire effectuer la résolution numérique du système d'équations ci-dessus.

Toutefois, deux paramètres restent flottants, v_s et I_0' que la théorie multiphotonique ne peut déterminer avec une précision suffisante. C'est pourquoi nous avons procédé à un calcul numérique de façon à préciser leurs ordres de grandeur. Ce calcul était effectué sans faire intervenir le terme de diffusion de façon à simplifier les calculs.

v_s - La durée de la cascade dépend de la valeur de v_s . On a porté figure 12, la variation de τ en fonction de p pour une gamme assez large de valeurs de v_s . La comparaison du résultat expérimental (en tirets) aux résultats théoriques, montre qu'une bonne valeur de v_s doit être comprise entre 10^6 et 10^7 .

I_0' - Nous avons effectué un certain nombre de calculs avec différentes valeurs numériques de I_0' . A titre d'exemple on a porté en pointillés figure 12 le résultat pour $I_0' = 6.10^9 \text{ W/cm}^2$. On constate que la variation de τ en fonction de p est alors très mal décrite. Une valeur de I_0' qui conviendrait serait telle qu'elle ne modifierait pas sensiblement le coefficient d'absorption. Dans ces conditions la valeur proposée par BUNKIN [33] conviendrait : $I_0' = I_0 \times c/w$. Mais cela revient à dire que l'effet multiphotonique ne joue pratiquement aucun rôle aux valeurs de flux que l'on atteint actuellement.

Calculs complets

Figure 13, on a porté $\tau(p)$ calculé pour différentes valeurs de v_s comprises entre 10^6 et 10^7 et en faisant intervenir le terme de diffusion. On le compare aux valeurs expérimentales. On constate que la meilleure valeur correspond à $v_s = 5.10^6 \text{ s}^{-1}$. C'est la valeur que nous adopterons par la suite.

Figure 14, on a tracé la variation $n_e(t)$ pour les différentes pressions et $v_s = 5.10^6$.

Figure 15, $T_e(t)$ pour les mêmes paramètres.

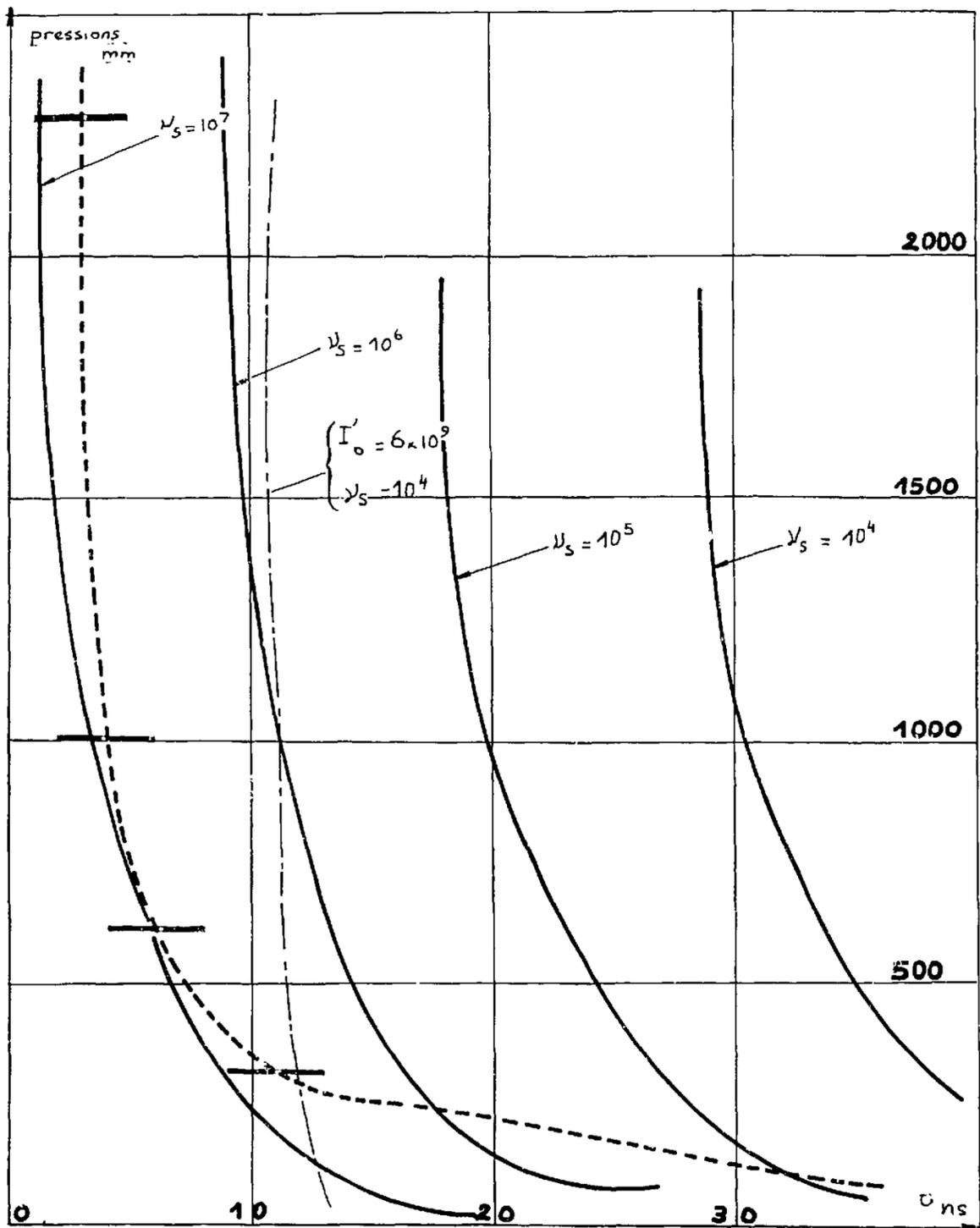


Figure 12 - Durées d'Ionisation (sans diffusion), Evaluation de ν_s et I'_0 .

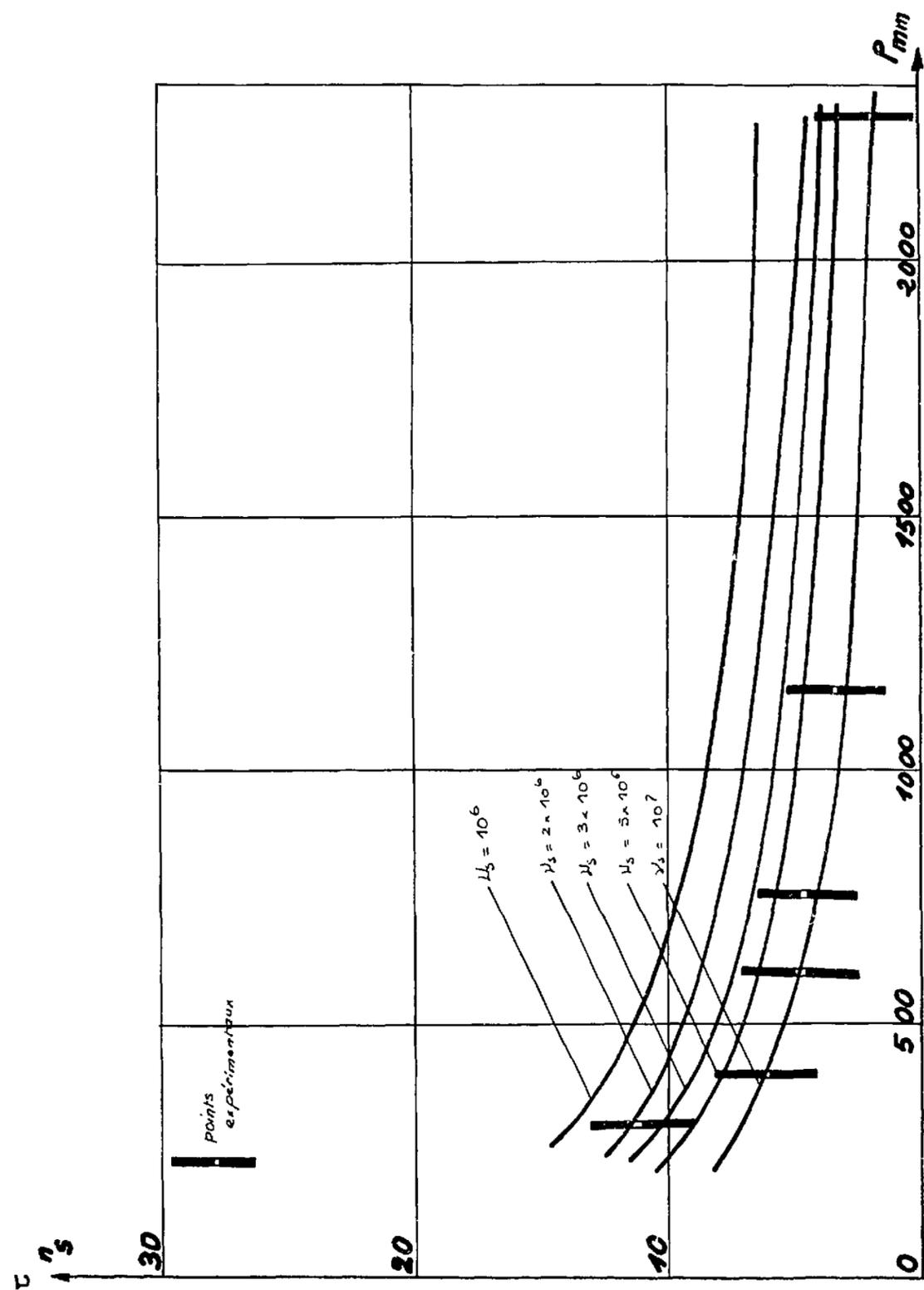


Figure 13 - Détermination de ν_s .

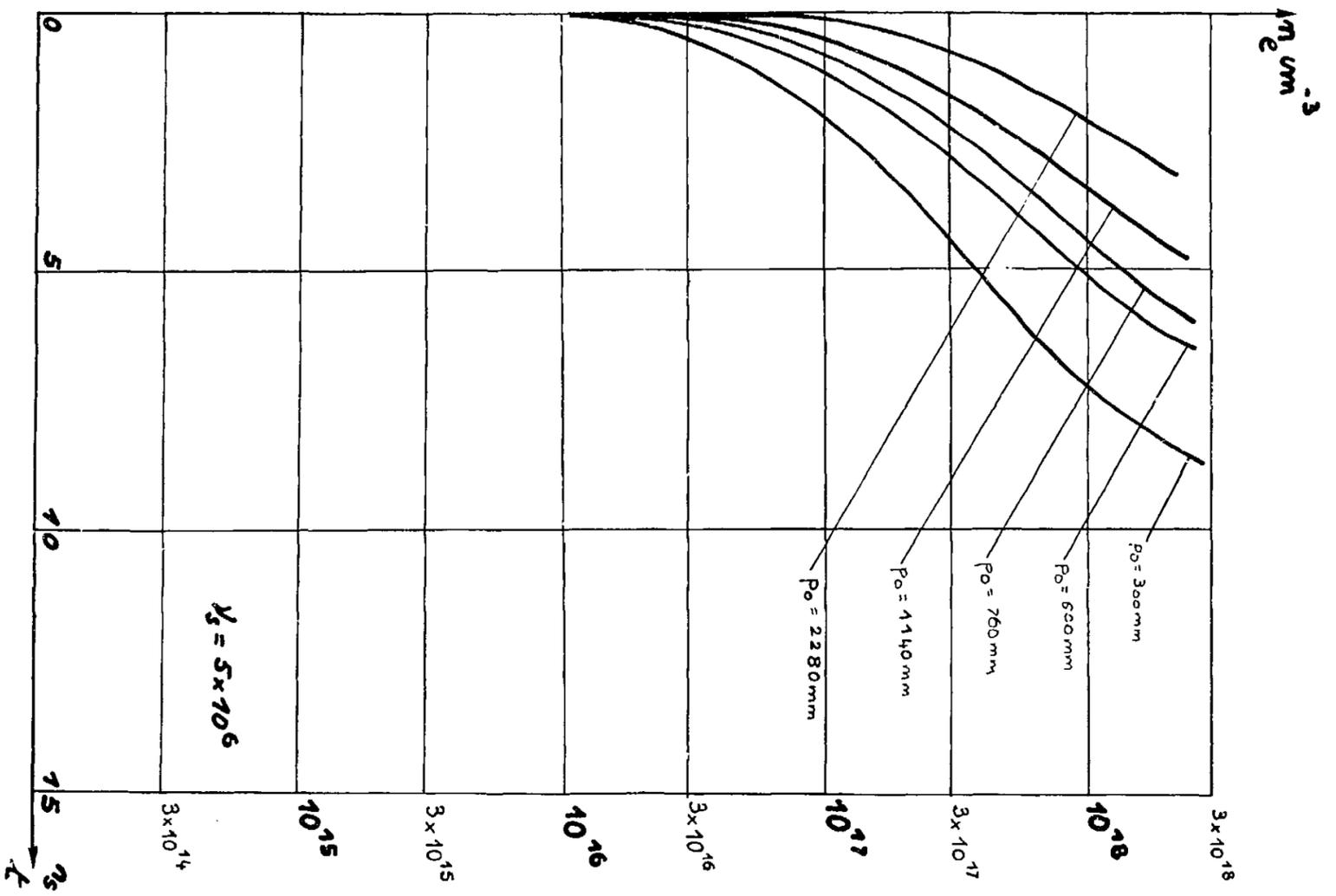


Figure 14 - Variations de $n_p(t)$ pour les différentes pressions.

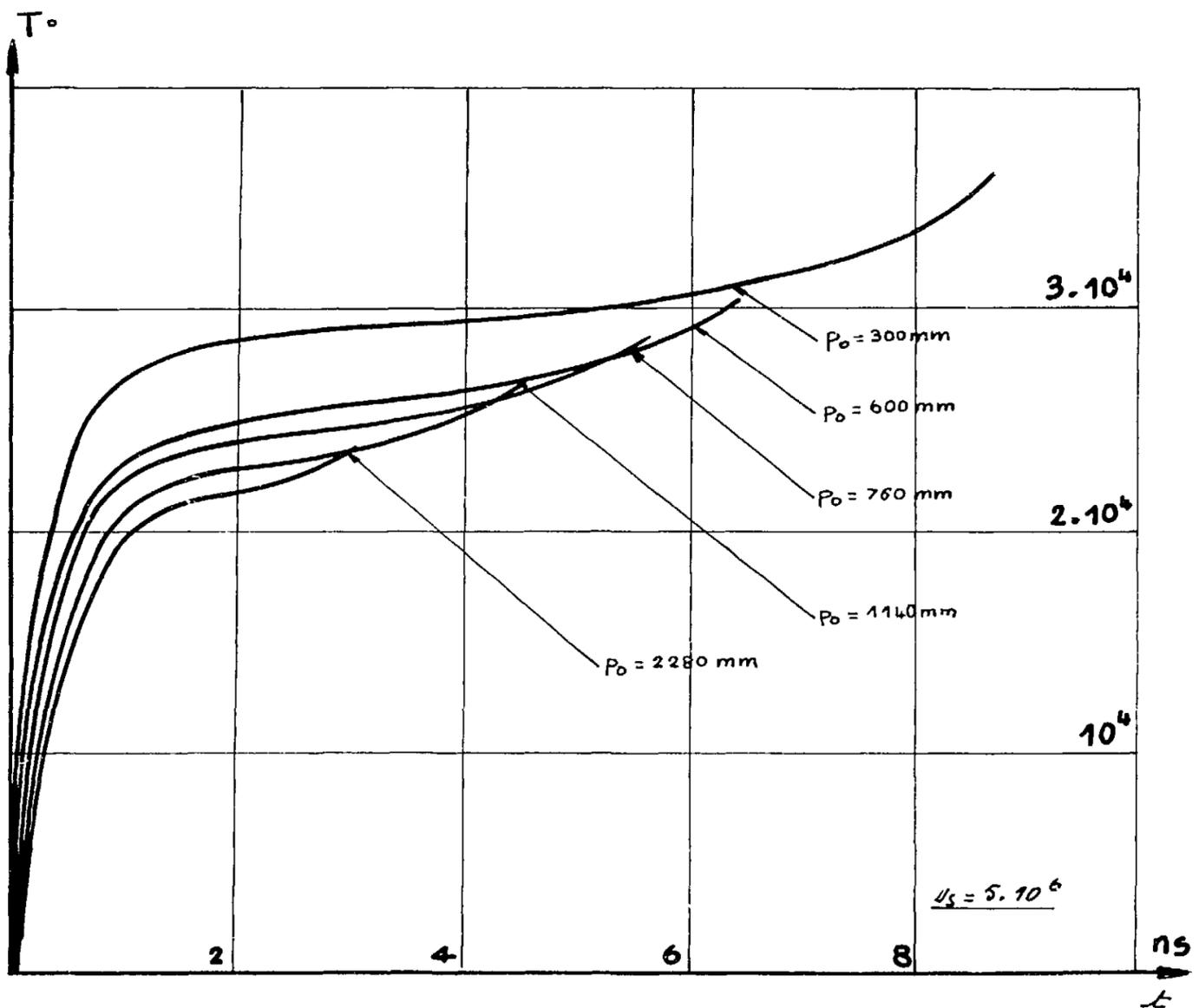


Figure 15 - Variations de T pour les différentes pressions.

E - REMARQUES

Remarque 1

Le terme ν_s est prépondérant pour la détermination de $\tau(p)$. Par contre ν_1 joue le principal rôle en ce qui concerne $n_e(\tau)$. En d'autres termes l'ionisation peut être considérée comme effectuée en deux étapes. Dans la première l'absorption multiphotonique va permettre d'atteindre une température suffisante pour que ν_1 ne soit plus négligeable mais la densité électronique restera faible. Dès que ν_1 joue un rôle la densité électronique augmente très rapidement jusqu'à la valeur finale.

Remarque 2

Nous avons supposé que ν_s était une constante et plus précisément une constante non nulle lorsque $I > I_s$. La bonne concordance avec les résultats expérimentaux conduit à penser que cette hypothèse n'est pas grossièrement erronée.

En effet d'après les résultats expérimentaux on a à peu près $\tau p = Cte$.

Nous avons remarqué (Remarque 1) que τ dépendait presque exclusivement de ν_s . Dans ces conditions on peut écrire avec une grossière approximation

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_s n_0$$

ou encore

$$n_0(\tau) = \nu_s n_0$$

Comme $n_e(\tau)$ ne dépend que des conditions d'absorption (5 % après le temps τ) et que l'on constate que $n_e(\tau)$ est à peu près indépendant de n_0 ou p , il s'ensuit que le produit $n_0 \tau$ devant être à peu près constant, ν_s ne doit pas varier sensiblement en fonction du temps.

Ainsi la comparaison théorique expérience montre que ν_s doit obéir aux lois suivantes :

$$\nu_s = 0 \quad I < I_s$$

$$\nu_s = Cte \quad I \geq I_s$$

Revenons à la théorie multiphotonique [31]. On y constate que ν_s croît extrêmement rapidement au voisinage de I_s . Cela exprime bien la discontinuité. Par contre ν_s continue à augmenter indéfiniment pour $I > I_s$. Cela est incompatible avec les résultats expérimentaux.

Nous sommes donc conduits à rejeter la formule (1-5) pour les valeurs de I/I_0 nettement supérieures à $S = \chi/h\nu$. Autrement dit la variation probable de ν (t) doit être telle qu'indiquée sur la figure 16 en traits pleins. La variation théorique d'après [31] est tracée en pointillés. Les deux courbes coïncident pour $\nu_s < 5.10^8 \text{ s}^{-1}$.

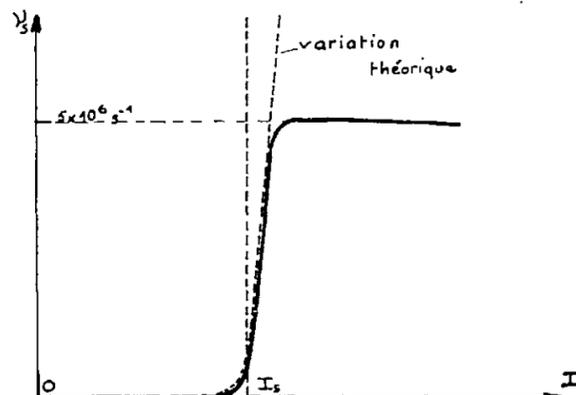


Figure 16

Le désaccord entre les valeurs théoriques et expérimentales de ν_s est exactement le même que celui que nous avons déjà constaté à propos du bremsstrahlung inverse multiphotonique.

Dans les deux cas l'électron se retrouve dans un état non lié avec une énergie cinétique d'autant plus élevée que $I/I_0 = s$ est plus importante.

Comme nous l'avions déjà signalé, il faut distinguer entre la probabilité d'ionisation d'un atome caractérisé par un seuil $I_s = S I_0$ et un électron libre d'énergie très faible, et l'interaction avec un atome ou un système ion-électron tel que l'état final soit un électron d'énergie cinétique très supérieur à l'énergie d'un photon, processus qui doit être beaucoup moins probable.

Remarque 3

Tout au long du calcul nous avons négligé les phénomènes de recombinaison. Il convient d'examiner si cette hypothèse était justifiée.

Des valeurs du coefficient de recombinaison radiatif β sont tabulées dans l'ouvrage de E.W. Mc DANIEL : Collision Phenomena in ionized gases [40].

Ces valeurs sont extraites des travaux de BATES, KINGSTON et Mc WHIRTER [41].

Nous reproduisons ici le tableau des valeurs de β pour les températures et les densités électroniques les plus élevées.

$n_e \backslash T^\circ$	8 000	16 000	32 000	64 000
10^{14}	$5,1 \cdot 10^{-12}$	$1,0 \cdot 10^{-12}$	$3,1 \cdot 10^{-13}$	$1,2 \cdot 10^{-13}$
10^{15}	$1,7 \cdot 10^{-11}$	$2,3 \cdot 10^{-12}$	$4,9 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-13}$
10^{16}	$8,4 \cdot 10^{-11}$	$5,0 \cdot 10^{-12}$	$7,3 \cdot 10^{-13}$	$1,9 \cdot 10^{-13}$
10^{17}	$3,4 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-11}$	$1,8 \cdot 10^{-12}$	$4,4 \cdot 10^{-13}$
10^{18}	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$9,6 \cdot 10^{-11}$	$1,2 \cdot 10^{-11}$	$2,8 \cdot 10^{-12}$

Le recombinaison peut être négligée si $\beta n_e^2 \ll \nu_s n_0 + \nu_1 n_0$.

Nous allons donc comparer successivement βn_e^2 à $\nu_s n_0$ et $\nu_1 n_0$.

Comme ces termes varient à la fois avec n_e et avec T qui ne sont pas des variables indépendantes on a porté les valeurs de αn_e^2 sur le tableau ci dessous.

$n_e \backslash T$	8 000	16 000	32 000	64 000
10^{14}	$5 \cdot 10^{16}$	10^{16}	$3 \cdot 10^{15}$	$1,2 \cdot 10^{15}$
10^{15}	$1,7 \cdot 10^{19}$	$2,3 \cdot 10^{18}$	$4,3 \cdot 10^{17}$	$1,6 \cdot 10^{17}$
10^{16}	$8,4 \cdot 10^{21}$	$5 \cdot 10^{20}$	$7,3 \cdot 10^{19}$	$1,9 \cdot 10^{19}$
10^{17}	$3,4 \cdot 10^{24}$	$1,4 \cdot 10^{23}$	$1,8 \cdot 10^{22}$	$4,4 \cdot 10^{21}$
10^{18}	$2,5 \cdot 10^{27}$	$9,6 \cdot 10^{25}$	$1,2 \cdot 10^{25}$	$2,8 \cdot 10^{24}$

La valeur la plus faible de $\nu_s n_0$ est obtenue pour une pression égale à 300 mm qui correspond à la pression la plus faible que nous ayons considérée.

$$\nu_s n_0 = 4,5 \times 10^{25} \text{ s}^{-1} \times \text{cm}^{-3}$$

Aux densités électroniques supérieures à 10^{18} , βn_e^2 peut être d'un ordre de grandeur supérieur ou égal à $\nu_s n_0$.

En comparant les courbes des figures 14 et 15, ceci ne peut être obtenu que pour une température supérieure à environ 30000°, valeur pour laquelle βn_0^2 est d'un ordre de grandeur voisin de $v_0 n_0$.

Il convient alors de calculer le terme $v_1 n_0$ que l'on trouve égal à 2×10^{28} très supérieur à βn_0^2 .

Si l'on considère des pressions plus élevées les températures et les densités électroniques ne changeront guère, par contre $v_0 n_0$ augmentera proportionnellement.

Il était donc parfaitement justifié de négliger les pertes par recombinaison.

Remarque 4

L'existence d'une population électronique croissante avant l'apparition du phénomène de claquage est corroborée par une étude récente de CHALMETON et PAPOULAR [42] qui ont mis en évidence l'émission d'un rayonnement continu de Bremsstrahlung à des niveaux très inférieurs à I_c .

Remarque 5

ZELDOVICH et RAIZER [34] ont proposé un autre mécanisme d'absorption. Le rayonnement est susceptible d'être absorbé par Bremsstrahlung électron-atomes. Ce mécanisme peut effectivement jouer un rôle important si le cortège électronique est abondant et si la densité atomique est élevée. Nous allons démontrer que ce n'est qu'une correction dans le cas de l'hydrogène, aux pressions que nous considérons.

D'après ces auteurs le coefficient d'absorption de la lumière pour une molécule et un électron d'énergie E peut s'écrire :

$$a'_v(E) = a_v(E) - b_v(E)$$

si l'on tient compte des émissions induites.

On a d'autre part :

$$a_v(E) = a_v^c \frac{2}{3} \frac{E + h\nu}{E} \cdot \frac{E + h\nu}{h\nu} \sigma_1(E')$$

$\sigma_1(E)$ est la section efficace de transfert de quantité de mouvement de l'électron d'énergie E. $\sigma_1(E')$ la même quantité pour l'électron d'énergie $E' = E + h\nu$.

de même :

$$b_v(E') = \sqrt{\frac{E}{E'}} a_v(E)$$

et :

$$a_v^c = \frac{4\pi e^2 w \sigma_1(E)}{mc (2\pi\nu)^2}$$

D'où il résulte que :

$$a'_v(E) = \frac{8\pi e^2 \sqrt{2}}{3m^{3/2} c (2\pi\nu)^2} \left\{ \frac{(E + h\nu)^2}{\sqrt{E} h\nu} \sigma_1(E + h\nu) - \frac{E^{3/2}}{h\nu} \sigma_1(E) \right\}$$

L'application numérique conduit aux valeurs suivantes de $a'_v(E)$ en fonction de l'énergie des électrons pour la fréquence du laser au Neodyme.

E_{ev}	1	1,5	2	3
$a'_v(E) \times 10^{39}$	2,25	4,8	5,6	7

Le coefficient d'absorption macroscopique correspondant à ce processus est alors :

$$K_{BSN} = n_e \cdot \frac{n_0}{2} a'(\omega)$$

Le terme $n_0/2$ provient de ce que nous avons $n_0/2$ molécules par cm^3 .

Dans le tableau, on compare $2 K_{BSN} r_0$ et $2(K + K_0) r_0$ pour les différentes pressions, à divers instants de l'ionisation.

$p_0 = 300 \text{ mm}$			$p_0 = 600 \text{ mm}$		
t	$2(K + K_0) r_0$	$2 K_{BSN} r_0$	t	$2(K + K_0) r_0$	$2 K_{BSN} r_0$
1 ns	$2,1 \times 10^{-4}$	$2,4 \times 10^{-5}$	1 ns	$4,9 \times 10^{-4}$	1×10^{-4}
5 ns	$1,3 \times 10^{-3}$	$2,5 \times 10^{-4}$	4 ns	$3,9 \times 10^{-3}$	$6,4 \times 10^{-4}$
8,7 ns	5×10^{-2}	$2,5 \times 10^{-3}$	6,4 ns	5×10^{-2}	3×10^{-3}

$p_0 = 1140 \text{ mm}$			$p_0 = 2280 \text{ mm}$		
t	$2(K + K_0) r_0$	$2 K_{BSN} r_0$	t	$2(K + K_0) r_0$	$2 K_{BSN} r_0$
1 ns	$1,2 \times 10^{-3}$	$3,6 \times 10^{-4}$	1 ns	$3,5 \times 10^{-3}$	$1,3 \times 10^{-3}$
3 ns	$7,7 \times 10^{-3}$	$1,5 \times 10^{-3}$	2 ns	$1,3 \times 10^{-2}$	$3,2 \times 10^{-3}$
4,6 ns	5×10^{-2}	$4,4 \times 10^{-3}$	3 ns	5×10^{-2}	8×10^{-3}

On constate que même à la pression maximum que nous considérons le Bremsstrahlung électron-atomes peut être négligé. S'il s'agissait de pressions supérieures, il est probable que son rôle pourrait devenir important, voire prépondérant.

F - CONCLUSION

La phase de préionisation - ionisation (*) que nous venons d'étudier nous a permis d'atteindre un état du plasma tel que l'absorption du flux lumineux cesse d'être négligeable. Nous avons vu en deuxième partie que c'est à ce moment qu'apparaît un plasma lumineux et que l'on peut suivre son évolution hydrodynamique à partir des dimensions géométriques du volume focal qui étaient les siennes jusqu'alors.

Les résultats des calculs précédents nous permettent ainsi de préciser les conditions initiales au calcul hydrodynamique du chapitre 3. Ces conditions initiales figurent dans le tableau ci-dessous.

p mm	300	600	760	1140	2280
$n_e(\tau)$ cm	$2,7 \times 10^{18}$	$2,4 \times 10^{18}$	$2,3 \times 10^{18}$	$2,2 \times 10^{18}$	2×10^{18}
T(τ) °K	$3,6 \times 10^4$	$3,0 \times 10^4$	$2,9 \times 10^4$	$2,6 \times 10^4$	$2,3 \times 10^4$

(*) La préionisation ou création directe d'électrons par effet multiphotonique continue à jouer un rôle important pendant toute la cascade. C'est pourquoi il semble qu'il vaut mieux ne pas distinguer les deux phases.

CHAPITRE VII

LE CHAUFFAGE ET L'EXPANSION

A la fin de la phase précédente, l'absorption augmente rapidement. Nous avons calculé les valeurs de n_e et T à l'instant où elle atteint 5 %. Nous savons expérimentalement qu'il apparaît alors un plasma lumineux.

C'est l'évolution de cette zone lumineuse que nous allons considérer maintenant.

Lorsque les dimensions du plasma ne sont plus négligeables devant le libre parcours moyen des photons il n'est plus raisonnable d'admettre une température et une densité uniformes. Corrélativement le coefficient d'absorption va s'en trouver affecté, et par suite l'évolution hydrodynamique elle-même.

Ainsi le but que nous allons poursuivre sera la détermination de la distribution des températures et densités d'un plasma soumis au flux lumineux $I(t)$. Nous nous efforcerons de calculer les flux transmis et les dimensions du milieu ionisé en fonction du temps afin de les comparer aux mesures expérimentales de la deuxième partie.

A - ASPECT BIBLIOGRAPHIQUE

La première étude théorique concernant l'évolution du plasma créé par laser fut présentée par RAMSDEN et SAVIC [17]. Ces auteurs expriment l'idée fondamentale de la création d'une discontinuité de pression et de température au voisinage du foyer. Cette discontinuité se propage sous forme d'une onde de choc entretenue dans la zone conique soumise au flux laser. Ainsi il y a propagation rapide d'une détonation vers la lentille de focalisation.

CHAMPETIER [43] reprend cette idée. Il suppose une absorption linéaire et totale de l'énergie laser dans une couche de profondeur h , de telle sorte que le flux à la profondeur x soit :

$$I = I_1 \left(1 - \frac{x}{h}\right)$$

En faisant l'hypothèse d'une détonation plane et stationnaire (il suppose donc l'existence d'un plan de Chapman-Jouguet), il arrive aux expressions suivantes de la vitesse du choc et de la température derrière le choc :

$$V = 1,53 \left(\frac{I_1}{\rho}\right)^{1/3} \quad (3-1)$$

$$T = 6,6 \times 10^{-9} \cdot \frac{M}{x} \left(\frac{I}{\rho}\right)^{2/3} \quad (3-2)$$

(en unité C.G.S.)

M est la masse moléculaire du gaz

$$x = \frac{v}{v_0}$$

v_0 nombre de particules par gramme avant le choc

v nombre de particules par gramme après le choc

ρ_0 masse spécifique dans le milieu gazeux non perturbé.

Enfin RAIZER [44] montre qu'un autre processus peut intervenir. Sous l'action de l'impulsion lumineuse une cascade électronique se développe dans le gaz. Il admet que le claquage se produit lorsque la densité électronique atteint une certaine valeur. Cette valeur est reliée au flux laser, et l'auteur constate que les conditions de claquage peuvent se trouver réunies en des points de plus en plus rapprochés de la lentille, si la puissance crête du laser est beaucoup plus élevée que celle nécessaire au claquage.

Il en déduit qu'en particulier pour des impulsions très courtes la vitesse de cette onde de phase serait notablement supérieure à celle de l'onde de choc. Celle-ci ne serait par conséquent pas créée.

Ce processus offre ainsi une alternative au mécanisme d'évolution par choc. La matière est beaucoup moins chauffée, elle n'est pas mise en mouvement. Il est donc très important de déterminer le mécanisme d'expansion.

B - LES HYPOTHESES

Nous ferons d'abord l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Elle est justifiée si l'on considère les valeurs numériques des temps de thermalisation des ions et des électrons et du temps d'équipartition de l'énergie des ions et des électrons.

Dans la gamme de pression que nous utilisons on trouve en effet en utilisant les formules classiques des plasmas L. SPITZER [45].

$$\theta_{ii} = 10^{-10} \text{ s} \quad \text{pour } T \sim 10^8$$

$$\theta_{ee} = 10^{-12} \text{ s} \quad n \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$\theta_{ie} = 10^{-10} \text{ s}$$

En conséquence, il existe une température unique T pour les ions et les électrons.

Nous admettrons ensuite que l'onde de claquage [44] se transmet plus lentement que l'onde hydrodynamique. Il convient de justifier cette hypothèse dans le cas particulier de nos expériences.

Il y a claquage en une surface S à la distance r_c du foyer si le flux en ce point est supérieur à I_a depuis un temps supérieur à τ .

$$r_c = \sqrt{\frac{P(t-\tau)}{\Omega I_a}} \quad (3-1)$$

τ décroît lorsque la pression augmente. L'onde de claquage s'étendra d'autant plus rapidement que la pression est plus élevée. D'autre part l'expansion hydrodynamique décroît avec la pression. Il suffit donc de comparer les valeurs de r_c calculées d'après la formule 3-1 aux résultats expérimentaux de la figure 7 e' qui correspondent à $p = 2280$ Torr, (pression extrême que nous ayons considérée).

Ces résultats sont portés figure 17. L'onde de claquage calculée est très en arrière du front lumineux observé. Cela suffit à justifier notre hypothèse.

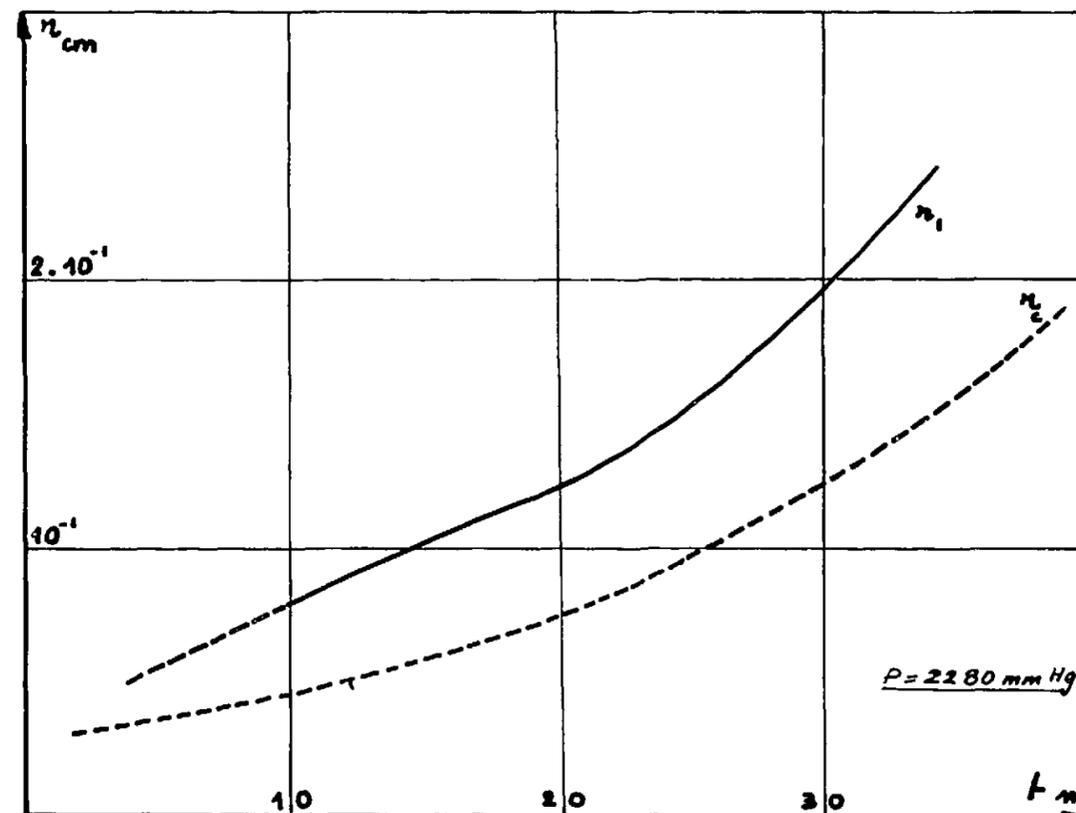


Figure 17 - Comparaison des valeurs expérimentales de l'expansion et de la position calculée de l'onde de claquage.

C - ETUDE DU CHOC

Les hypothèses du modèle de RAMSDEN [17] aussi bien que celles du modèle de CHAMPETIER [43] sont en contradiction avec l'expérience, compte tenu de la puissance du laser utilisé et du domaine de pression considérée.

- le choc n'est pas plan ;
- l'absorption n'est pas totale dans une couche mince ;
- le choc ne saurait être stationnaire.

Nous sommes donc amenés à traiter le problème de façon plus complexe.

Nous allons considérer l'expansion d'un plasma créé localement au sein d'un gaz et recevant un apport d'énergie lumineuse dans le cône limité par le faisceau laser.

Il est toutefois possible de restreindre cette complexité au prix d'un certain nombre de simplifications concernant la géométrie du problème et le transfert du rayonnement.

Géométrie du problème

Le calcul est effectué au moyen d'une seule dimension d'espace r , il n'est donc pas possible de le limiter à la forme géométrique de la figure 18 où l'on reçoit la puissance $P(t)$ dans l'angle solide Ω stéradians.

On traite l'expansion dans tout l'espace (4π stéradians) du plasma créé initialement dans une sphère de diamètre $2r_0$ avec la température et la densité du tableau de la page .

Pour que les calculs correspondent au cas réel, nous sommes amenés à procéder de la façon suivante :

- la sphère de plasma reçoit une puissance $\frac{4\pi}{\Omega} P(t)$ par sa surface extérieure de rayon $r_1(t)$.

- on calcule ainsi la puissance $P_1(t)$ transmise à l'intérieur de la sphère centrale de rayon r_0 , compte tenu bien entendu des profils de température et de densité auxquels conduit l'écoulement du fluide.

- pour calculer l'expansion $r_4(t)$ du côté opposé à l'objectif de concentration, ainsi que la puissance transmise par la sphère de rayon $r_4(t)$, on effectue un deuxième calcul indépendant du premier mais similaire, à ceci près que l'on introduit $P_1(t)$ sur la sphère de rayon r_0 et que l'on calcule la puissance qui sort de la sphère de rayon r_4 en tenant bien entendu compte du profil de température et de pression.

- le traitement monodimensionnel nous impose également de négliger toute diffusion du rayonnement. Nous avons montré page 19 que ceci était légitime.

Transfert du rayonnement

L'énergie lumineuse obéit à l'équation de transfert du rayonnement :

$$\frac{\partial P}{\partial r} = -K [n_e(r), T(r)] P \quad (3-3)$$

On a négligé le terme $1/c \partial p / \partial t$, ce qui est légitime compte tenu des ordres de grandeur du problème

$$\frac{1}{c} \frac{\partial P}{\partial t} \sim \frac{\alpha P}{c} = 10^6 \text{ W/cm}$$

$$\frac{\partial P}{\partial r} \sim \frac{P}{L} \sim 3 \cdot 10^9 \text{ W/cm}$$

(L est la longueur du plasma à l'instant t)

Le coefficient K est fourni par la relation (2-12) dont on a retiré le terme multiphotonique, puisque nous avons démontré qu'il ne devait pas intervenir de façon significative.

$$K(T, n) = \frac{3,7 \times 10^8 n^2}{v^3 T^{1/2}} \left[1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right] \quad (3-3)$$

Nous admettrons enfin que les pertes d'énergie radiative propres au plasma sont négligeables devant l'énergie qu'il absorbe. Ces pertes sont d'autant plus importantes que la température est plus élevée. Nous verrons que cette température n'excède jamais 10^6 . On peut montrer qu'en aucun cas le rayonnement n'est celui d'un corps noir. Le maximum de la distribution de Planck est émis à $\lambda \sim 300$ pour $T = 10^6$. Le processus d'absorption le plus efficace à cette température est le bremsstrahlung. A la densité de 10^{20} électrons/cm³, qui correspond au cas le plus sévère, le libre parcours moyen des photons de 30 Å excède 10^5 cm.

Les pertes par rayonnement sont donc des pertes en volume. D'après [39] la quantité totale de puissance rayonnée par le plasma est :

$$\epsilon = 1,42 \times 10^{-34} n_1^2 T^{1/2} V \text{ watts,}$$

si V est le volume émetteur.

Avec les conditions précédentes on trouve :

$$\epsilon = 6 \times 10^6 \text{ W à comparer avec les } 240 \times 10^6 \text{ W absorbés.}$$

Ces pertes sont d'ailleurs très surestimées car le plasma est loin d'être à une température uniforme de 10^6 degrés.

Remarque

Dans le cas réel le faisceau est strictement limité à l'angle solide Ω , alors que le plasma se détend aussi latéralement.

Ce phénomène d'expansion latérale a un double effet : tout d'abord il provoque la formation par choc (mais non entretenu) d'un plasma hors du cône de lumière laser. C'est la raison pour laquelle les instantanés de la deuxième partie (fig. 5) font apparaître des formes de plasma conformes au contour extérieur de la figure 18, plutôt que limitées aux génératrices du cône lumineux.

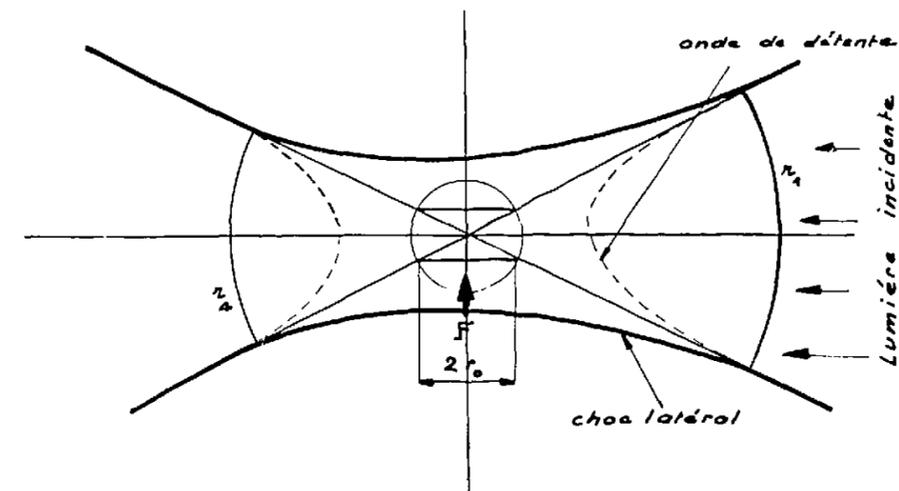


Figure 18 - Géométrie de la détonation et de l'expansion latérale.

Ensuite une onde de raréfaction va se propager en direction de l'axe du cône. Sa vitesse est la vitesse locale du son. Sa position est représentée en tirets sur la figure 18. Dans la zone ayant été intéressée par cette onde de raréfaction, la température et la pression sont perturbées vis à vis de ce qu'elles seraient si la matière restait strictement confinée au cône. Dans la zone qui n'est pas intéressée par cette onde de raréfaction, ces variables ne sont pas perturbées.

Les conséquences de ces remarques sont les suivantes : le diagramme de marche du front de choc que nous voulons comparer aux mesures expérimentales ne dépend pas des fuites latérales puisqu'il dépend de l'état des couches externes. L'absorption du rayonnement laser par l'ensemble du plasma peut par contre en dépendre.

Nous admettrons qu'il n'en est rien. On peut en effet remarquer que le coefficient d'absorption étant proportionnel à $\rho^2/T^{3/2}$ sera beaucoup plus faible dans les couches centrales. Par suite du mouvement radial du plasma celles-ci ont tendance à se vider de matière, alors que la température du plasma ne peut qu'augmenter puisqu'il ne cesse de recevoir un apport d'énergie.

De plus, l'onde de raréfaction latérale conduit non seulement à une perte de matière (la densité diminue) mais également à une perte d'énergie thermique (la température diminue). Le coefficient d'absorption s'en trouve donc moins affecté puisqu'il y a compétition.

D - RESULTATS

On a porté figure 19 (a, b, c, d, e) l'évolution calculée des dimensions r_1 et r_4 du plasma en fonction du temps. Les points expérimentaux et les incertitudes correspondantes y figurent également.

L'accord est généralement très satisfaisant, surtout en ce qui concerne r_1 . Les valeurs calculées de r_4 sont souvent légèrement supérieures à celles que l'on a mesurées.

On a porté figure 20 la variation théorique des puissances incidentes et transmises à travers le plasma pour les différentes pressions considérées. En tirets figurent les résultats expérimentaux précédemment obtenus. Pour la pression de 300 mm Hg, même compte tenu de l'imprécision des mesures, la puissance transmise à travers le plasma est nettement inférieure à celle prévue par le calcul. Ce désaccord s'atténue à 600 mm. Il y a accord pour les autres pressions.

Ainsi, bien que les calculs théoriques soient généralement à peu près confirmés par les résultats expérimentaux on doit noter toutefois que l'onde de détonation arrière est généralement plus lente que ne le prévoit la théorie, et qu'aux faibles pressions l'opacité est plus élevée que celle que l'on a calculée.

Ces résultats permettent de porter un jugement critique sur les profils de densité et de température qui sont tracés sur les figures 21 et 22.

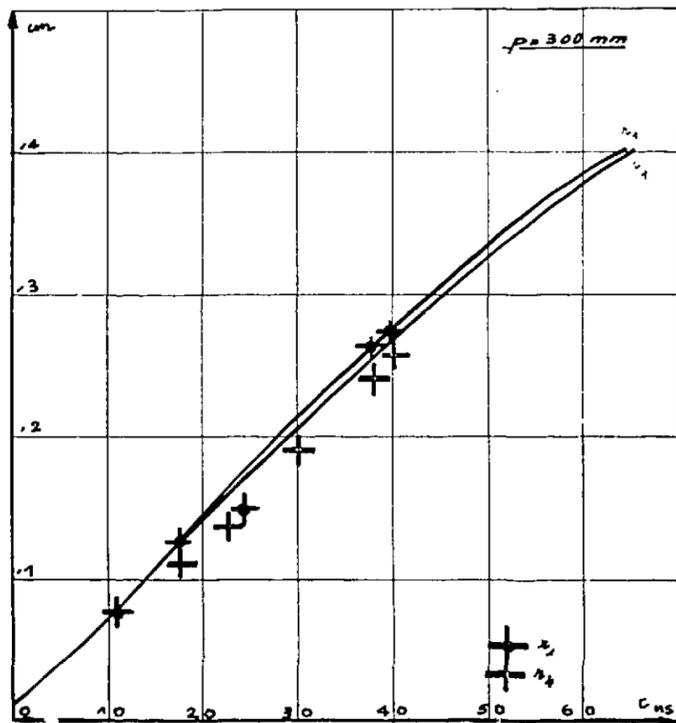


Figure 19a - Dimensions du plasma.

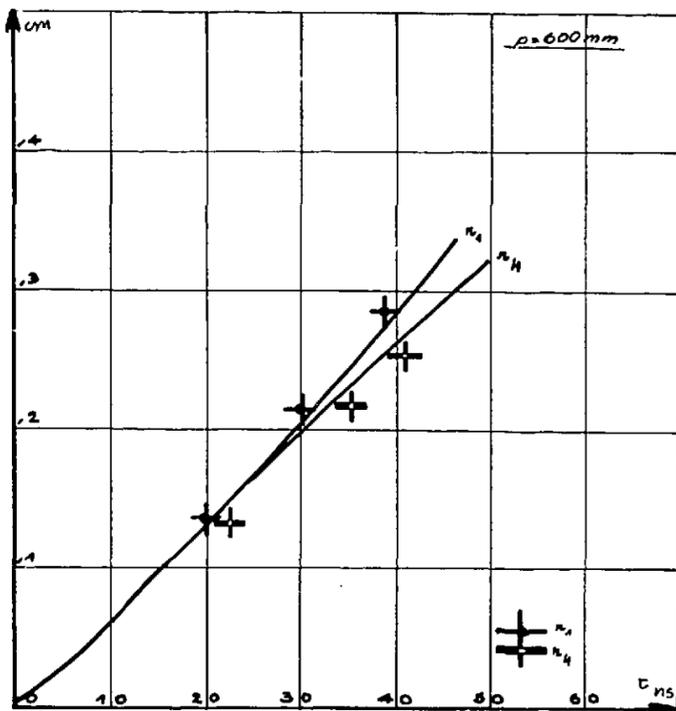


Figure 19b - Dimensions du plasma.

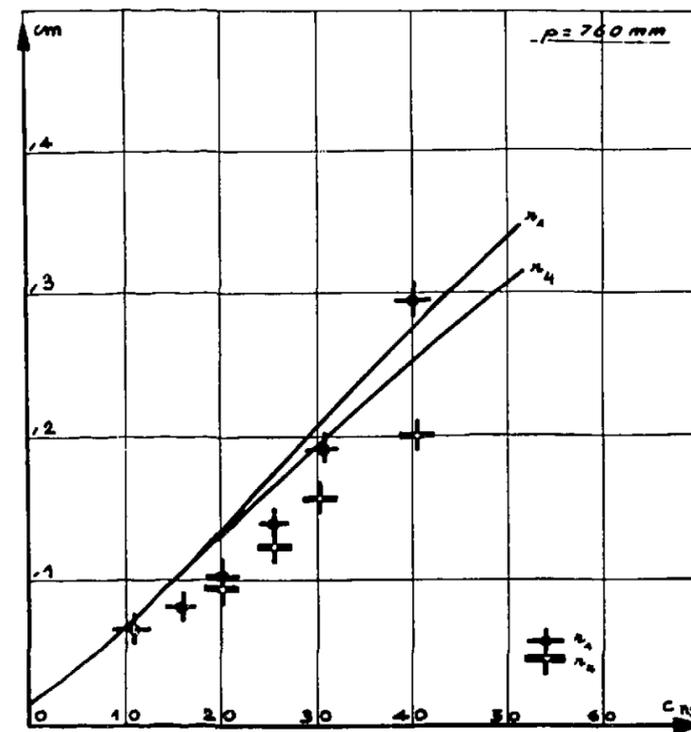


Figure 19c - Dimensions du plasma.

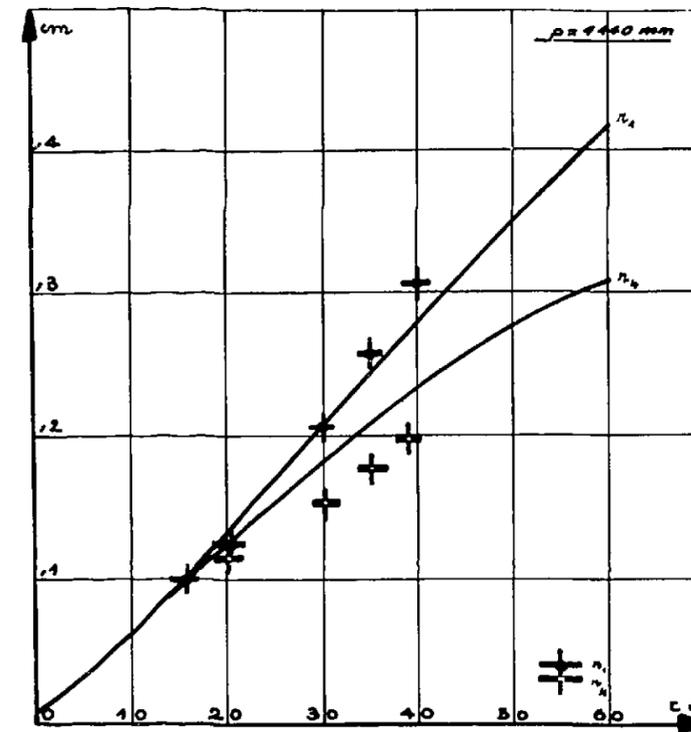


Figure 19d - Dimensions du plasma.

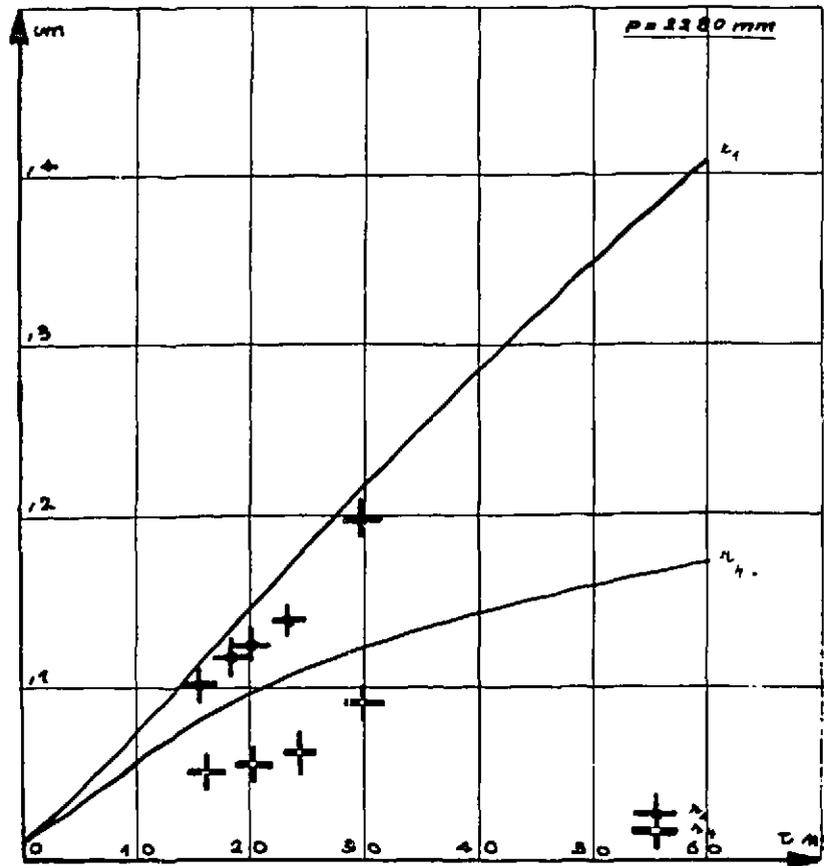


Figure 19e - Dimensions du plasma.

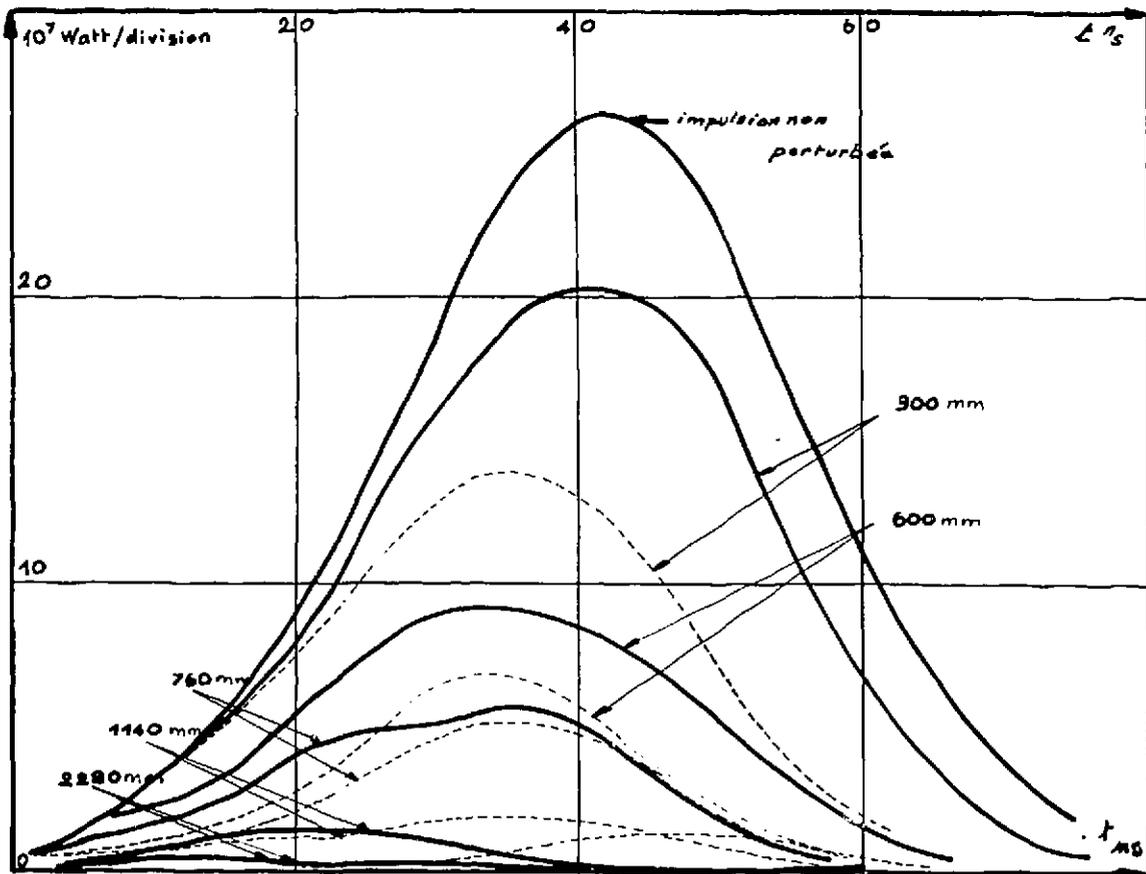


Figure 20 - Puissances transmises.

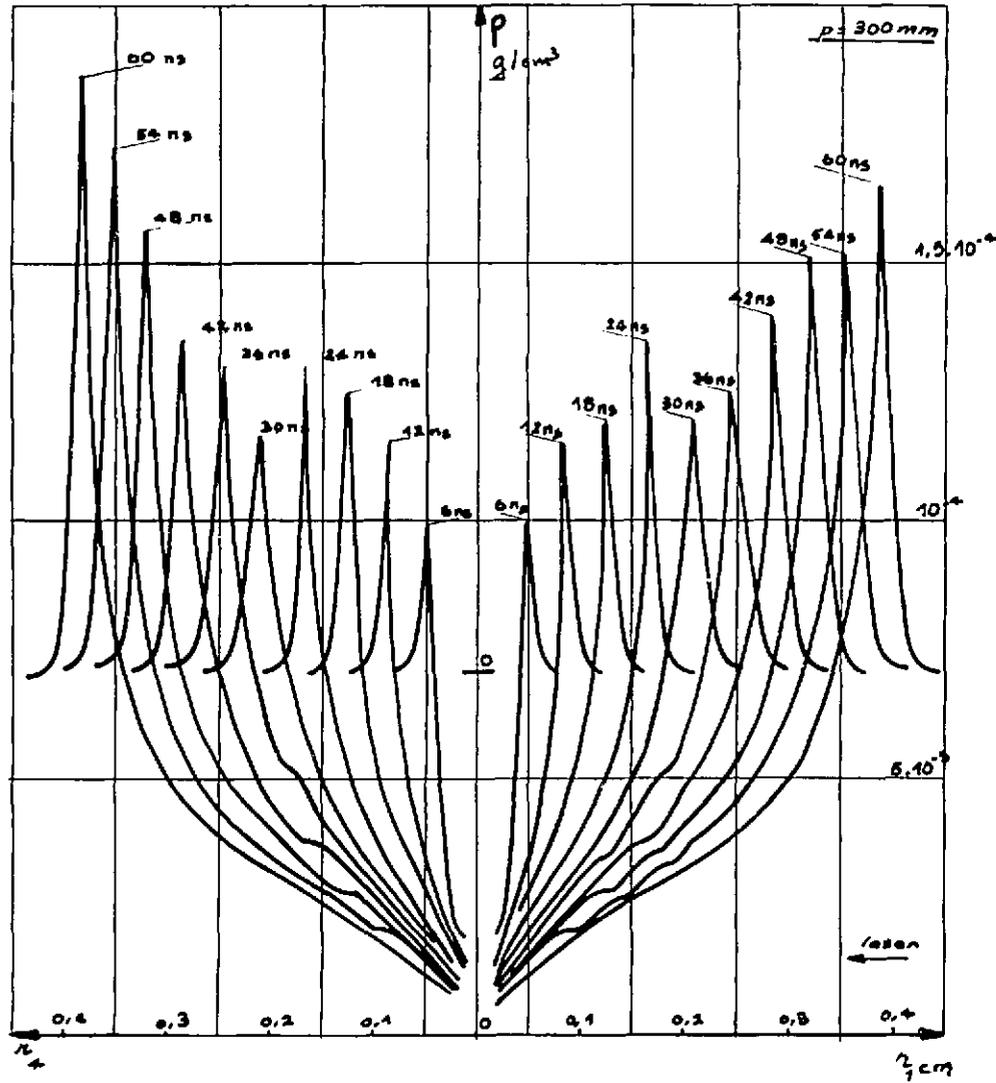


Figure 21a - Profils de densité.

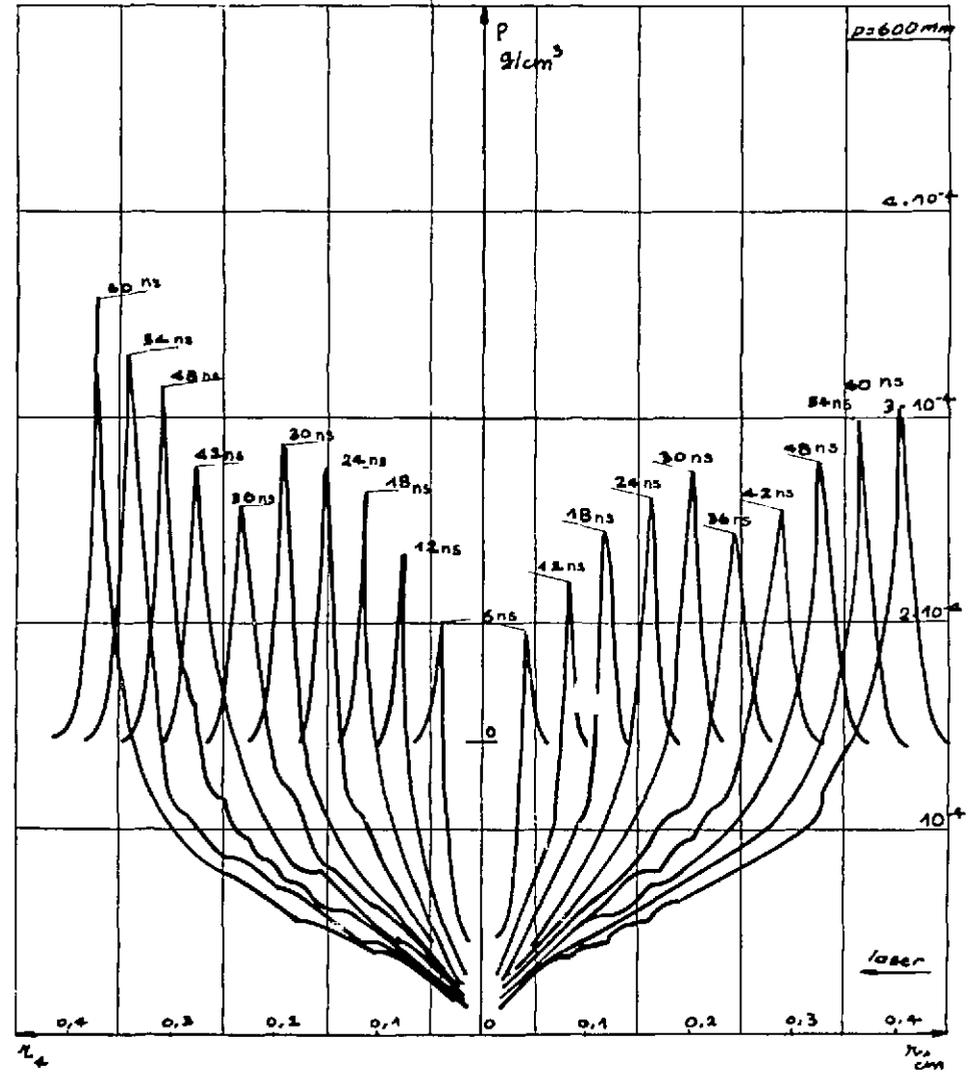


Figure 21b - Profils de densité.

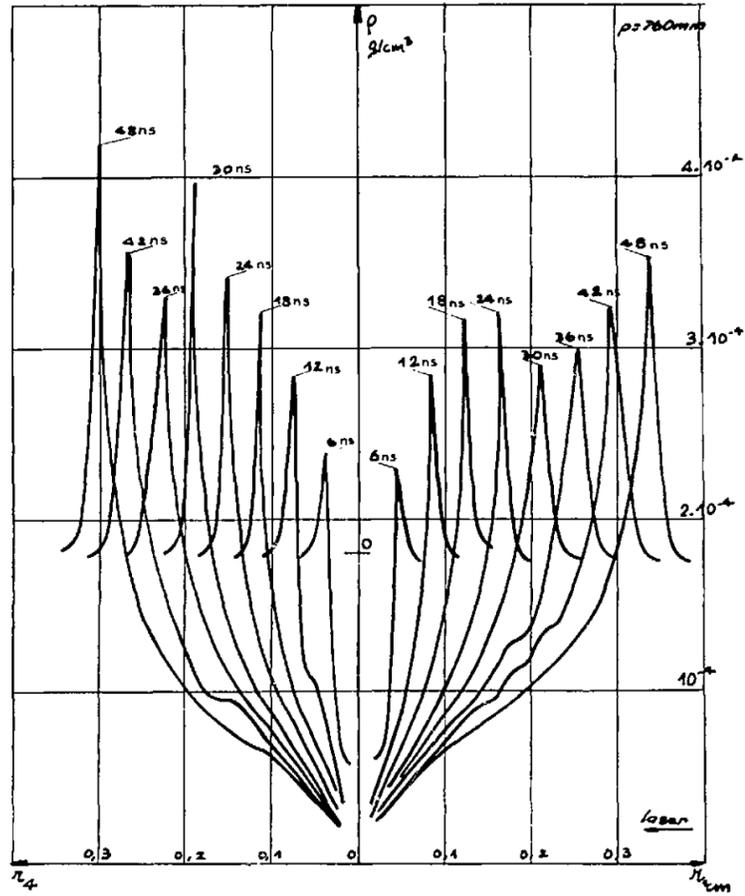


Figure 21c - Profils de densité.

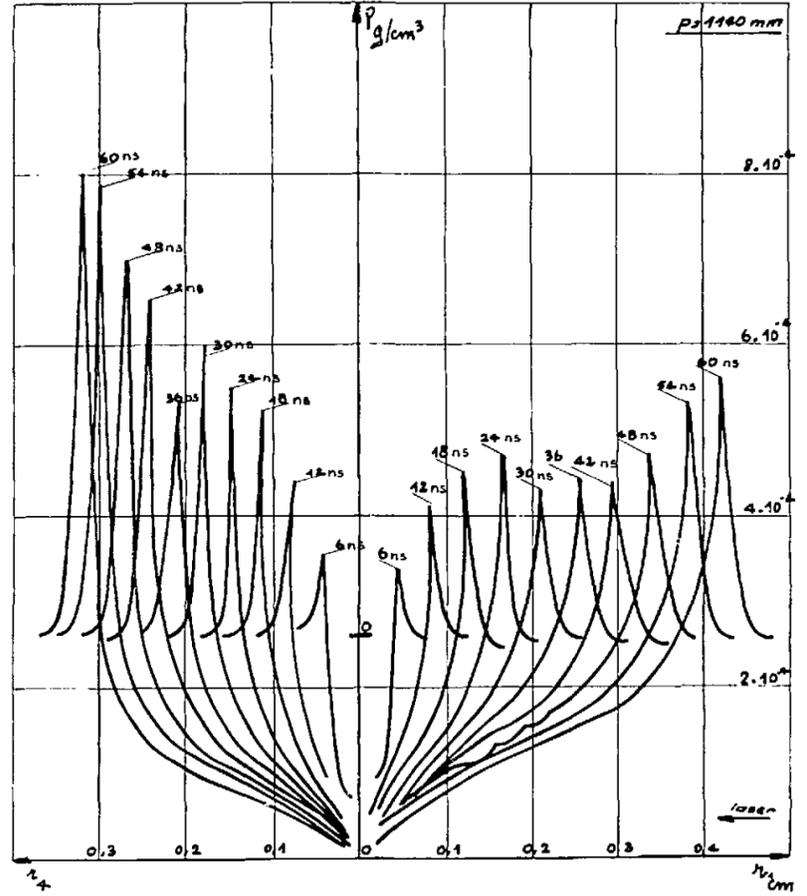


Figure 21d - Profils de densité.

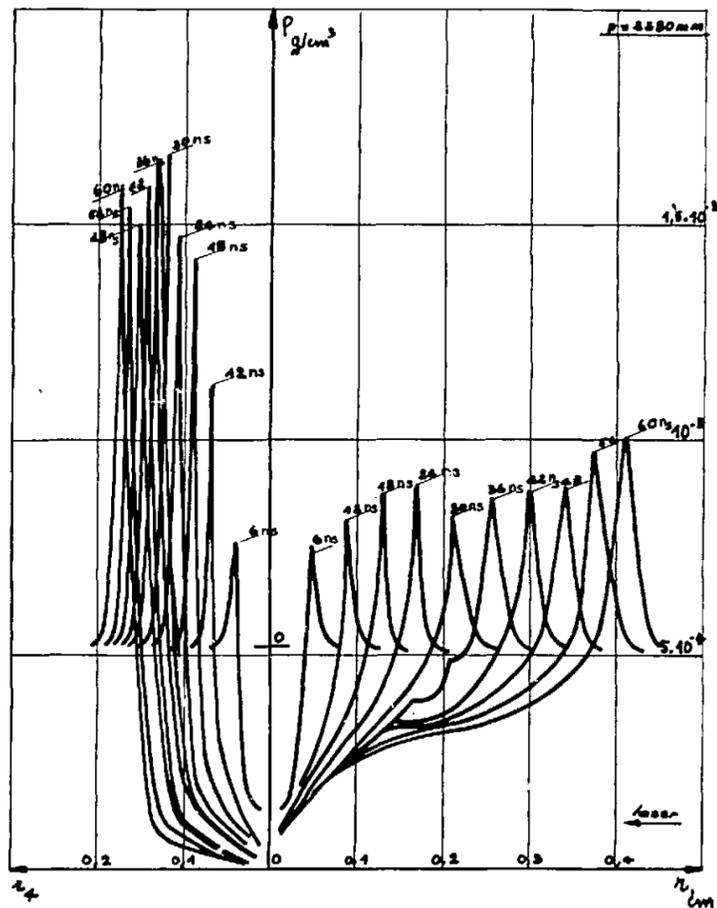


Figure 21e - Profils de densité.

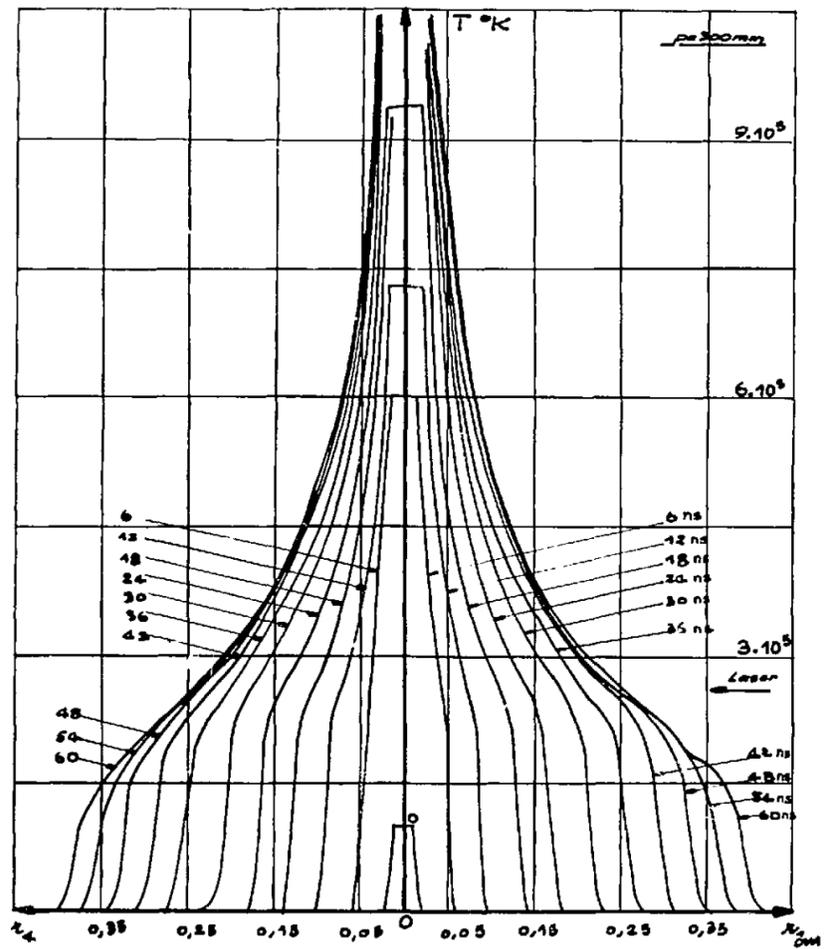


Figure 22a - Profils de température.

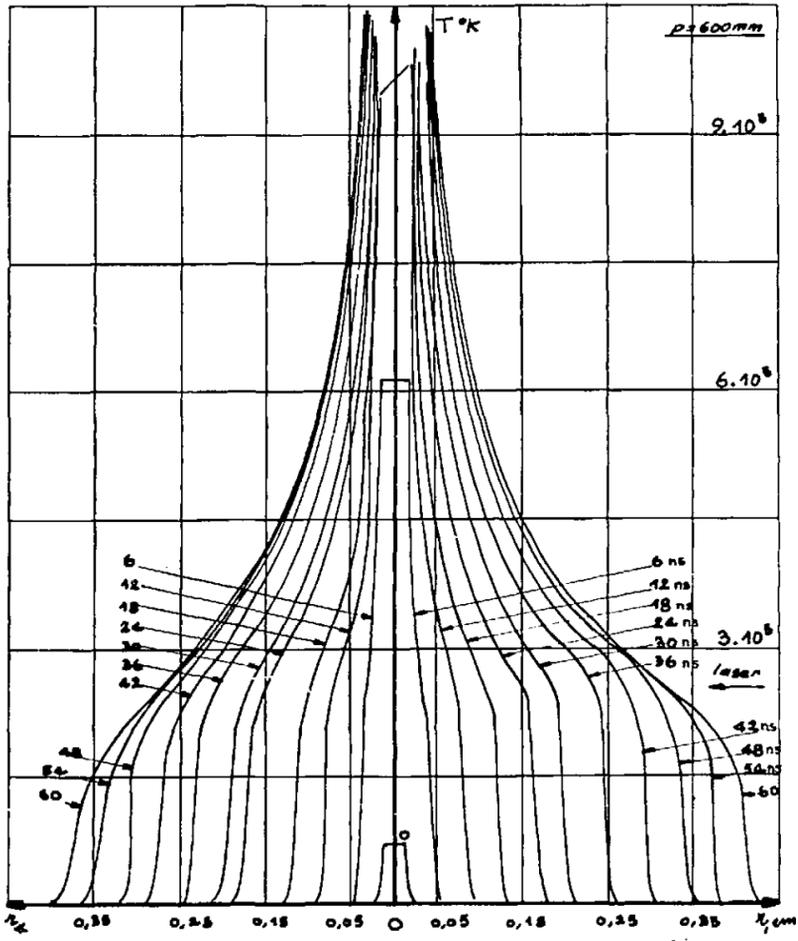


Figure 22b - Profils de température.

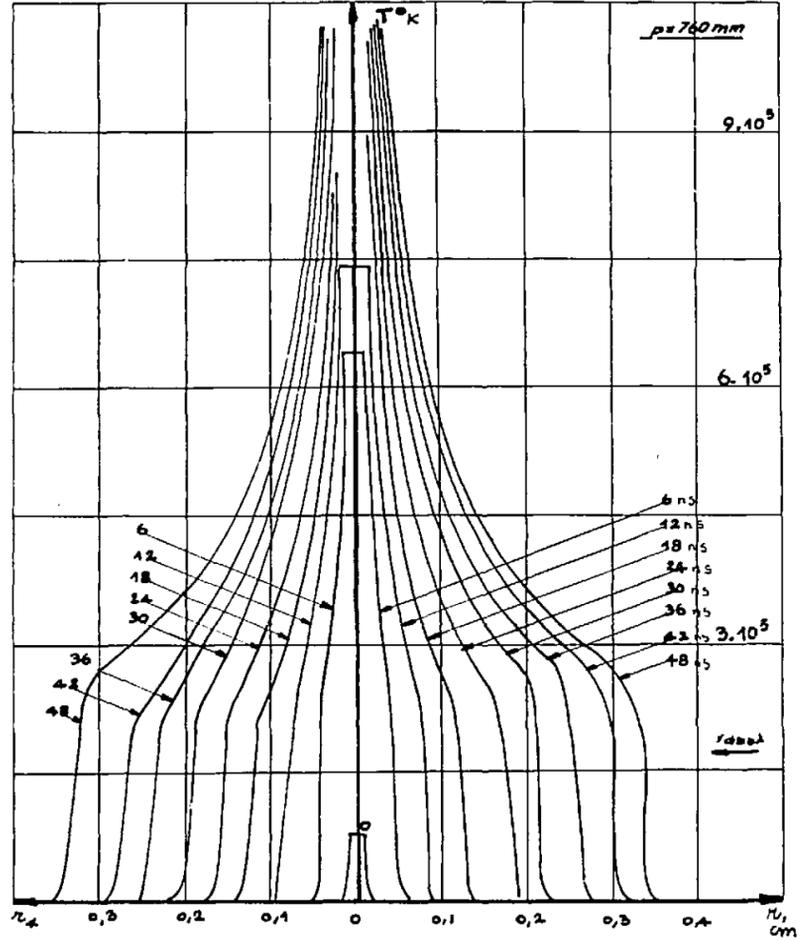


Figure 22c - Profils de température.

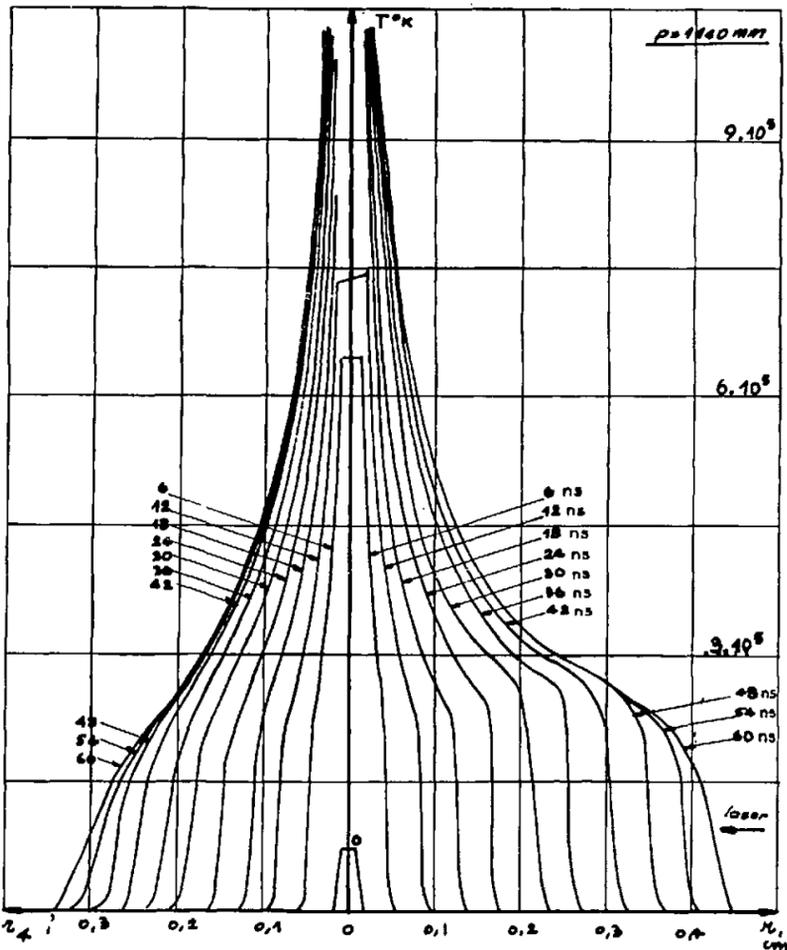


Figure 22d - Profils de température.

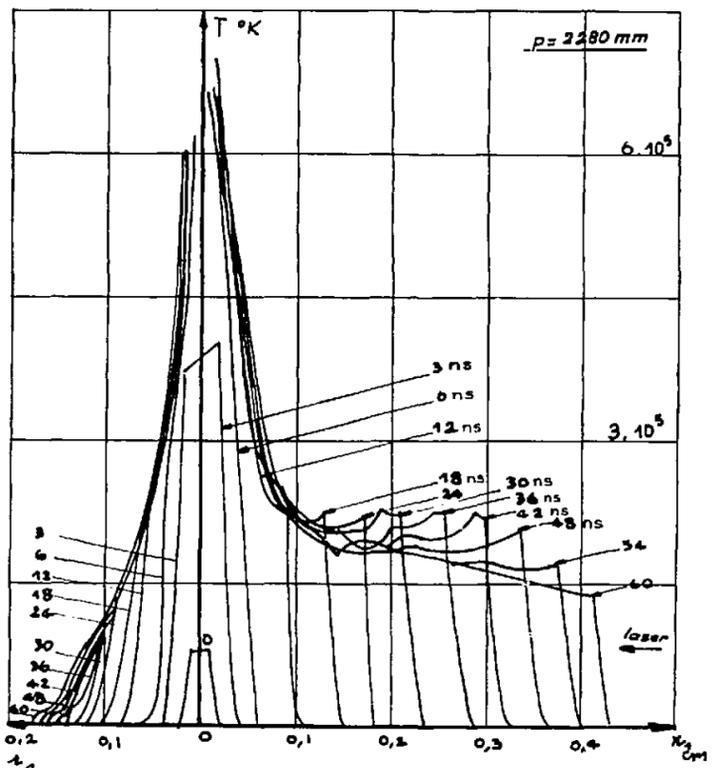


Figure 22e - Profils de température.

Les valeurs calculées au voisinage du choc avant sont indirectement vérifiées. Comme les vitesses du choc arrière ne sont guère éloignées des valeurs mesurées, on peut considérer que les paramètres calculés sont également corrects.

Le désaccord sur l'opacité est donc surtout le fait des couches centrales. On en conclut que la densité calculée y est trop faible et la température trop élevée. Cette conclusion est d'ailleurs assez logique si l'on considère les profils de densité exagérément creusés, ainsi que le pic central de température.

Cela ne peut être dû à l'expansion latérale. Celle-ci comme nous en avons déjà fait la remarque, ne joue pas un rôle décisif sur le coefficient d'absorption, puisqu'elle contribue à diminuer la densité et la température.

On peut songer aux pertes radiatives. Mais le désaccord n'est important qu'à la pression la plus faible pour laquelle les pertes sont également les plus faibles.

Enfin on peut imaginer que dans la zone centrale où les électrons sont très chauds, où la densité de flux laser est très grande (par suite de la concentration et de la faible absorption précédente) des phénomènes non linéaires soient susceptibles d'augmenter le coefficient d'absorption, soit par bremsstrahlung multiphotonique [33] soit par effet Compton [45].

Malgré le désaccord concernant l'opacité du plasma créé pour une pression initiale de 300 mm, l'ensemble des résultats du calcul peut être considéré comme satisfaisant.

Il faut insister sur le rôle très important que joue la distribution des températures et des pressions au sein du gaz ionisé dans son comportement hydrodynamique.

L'utilisation du modèle stationnaire [17] [43] conduirait à attribuer au plasma une température et une densité moyenne telles que l'opacité que l'on en déduirait serait de plusieurs ordres de grandeurs inférieures aux valeurs mesurées.

Par contre, le calcul que nous avons effectué démontre que l'utilisation d'un coefficient d'absorption K très simple, compte tenu des valeurs locales de T et ρ , est suffisant pour rendre compte des phénomènes observés.

On pourrait certainement perfectionner le modèle en utilisant des expressions de K plus élaborées ; ceci nécessiterait bien entendu l'examen de chaque cas particulier.

Il serait également possible de se rapprocher davantage des cas réels par un calcul bidimensionnel. Mais le temps considérable qu'il faudrait consacrer à un tel raffinement ne serait certainement pas compensé par une meilleure compréhension du phénomène physique.

En d'autres termes, nous avons développé un modèle hydrodynamique qui rend bien compte de l'expérience. Nous savons comment l'améliorer sur des points de détail, mais les progrès à en attendre ne sont pas à la mesure de la complication apportée.

CONCLUSION

La réalisation des lasers de puissance a mis à la disposition du physicien un nouveau moyen d'engendrer des plasmas. De plus il permet de les créer avec des caractéristiques que l'on ne savait pas obtenir auparavant. En particulier aucune limitation de principe ne s'oppose à la création de plasmas aussi denses que l'on peut les souhaiter.

Dans cette étude nous n'avons pas cherché à obtenir les performances extrêmes. Notre but a surtout consisté à comprendre les mécanismes de l'ionisation et du chauffage des gaz dans une zone de pression fréquemment utilisée par les expérimentateurs.

Résumons donc ce qu'il faut retenir des faits qui sont expérimentalement apparus, et des mécanismes qui les ont expliqués.

Les observations expérimentales se déroulent de la façon suivante :

Après une première phase où la matière n'absorbe pas de façon mesurable le rayonnement laser, et où le gaz n'est pas suffisamment lumineux pour pouvoir être photographié, se présente une deuxième phase caractérisée par une forte absorption et l'apparition d'un plasma dont les dimensions évoluent très rapidement.

Le modèle théorique retenu pour interpréter ces faits s'articule ainsi :

Tant que la densité de flux est inférieure à une valeur I_s , il n'y a pas d'interaction entre le rayonnement et le gaz.

Lorsqu'elle dépasse la valeur I_s , la fréquence de création directe des électrons croît rapidement jusqu'à une certaine valeur v_s . La température et la densité électronique du gaz s'élèvent alors de telle sorte que l'ionisation par collisions vient accélérer le processus de création du plasma. Le coefficient d'absorption du gaz augmente ainsi jusqu'à être mesurable.

Nous avons déterminé I_s pour quelques gaz ainsi que la fréquence de préionisation v_s pour le Deutérium, en admettant que cette dernière passait brusquement au voisinage de I_s d'une valeur nulle à une valeur finie et constante.

La dernière phase expérimentale commence lorsque l'absorption est mesurable. Théoriquement nous considérons alors que le gaz est porté à une pression telle qu'il est mis en mouvement. Il y a formation d'une onde de choc entretenue par le rayonnement. Nous avons calculé à chaque instant les profils de températures et de densité du plasma créé par ce choc et chauffé par ce rayonnement. Les résultats des calculs concernant aussi bien l'expansion, que l'absorption du rayonnement se placent de façon satisfaisante vis à vis des mesures expérimentales.

On peut en conclure que les résultats expérimentaux sont interprétés de façon correcte par le modèle et les calculs auxquels il a donné lieu.

Il convient cependant d'émettre un certain nombre de réserves. En toute rigueur notre modèle ne peut être considéré comme vérifié que dans la gamme des pressions et pour le laser utilisé :

- A pression élevée : nous avons été amenés à négliger certaines pertes d'énergie, qui sont alors susceptibles de devenir importantes.

L'examen de l'importance de ces pertes est à faire pour toute extrapolation vers les grandes densités de matière.

- Aux très basses pressions : l'hypothèse de l'existence d'une distribution maxwellienne de vitesses n'est plus forcément correcte. D'autre part les pertes par diffusion du couple ion-électron (diffusion ambipolaire) peuvent éventuellement devenir notables.

En outre nous avons évoqué la possibilité de croissance du plasma sous l'action du processus que nous avons appelé onde de claquage. Ce processus qui n'était pas présent dans le cas de notre expérience, peut fort bien prédominer dans des conditions de focalisation différentes, et sous l'action d'un laser à front de montée beaucoup plus rapide. Dès lors l'analyse présentée de l'évolution hydrodynamique serait complètement à reprendre.

Il convient enfin de mentionner un des problèmes qui mériterait certainement de faire l'objet de recherches particulières. Elles devraient concerner la phase de préionisation, et essentiellement les phénomènes susceptibles de coupler le rayonnement et la matière avant l'apparition du premier électron.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de construction théorique complète qui permette de fournir des valeurs satisfaisantes du seuil I_c et de la fréquence de préionisation ν_s . Cette dernière peut être en particulier augmentée par ionisation directe à partir d'états excités. Nous n'avons pas considéré non plus l'ionisation à partir de niveaux moléculaires. La valeur de ν_s que nous avons donnée devant être considérée comme purement expérimentale tient compte bien entendu de tous les processus directs. Par contre la variation en créneau de ν_s pour des densités de flux croissante, n'est pas démontrée. Toute fonction présentant une croissance rapide puis une saturation, conduirait aux mêmes résultats. La détermination expérimentale précise de $\nu_s(I)$ semble difficile. Par contre un effort sur le plan théorique pourrait apporter quelques éclaircissements.

TABLE DES NOTATIONS

λ	Longueur d'onde de la lumière laser
ν	Fréquence
Z	Nombre atomique
s	Nombre de photons dans une interaction multiphotonique
S	Nombre moyen de photons pour l'ionisation d'un gaz
N_0	Seuil d'interactions en photons par cm^2
I	Densité de flux du rayonnement
I_0	Seuil d'interaction exprimé en densité de flux
I_s	Seuil d'ionisation exprimé en densité de flux
C	Facteur pondérateur de la théorie multiphotonique
n_e	Densité électronique
n_i	Densité ionique
n_0	Densité atomique
χ	Potentiel d'ionisation du gaz
σ_n	Constante d'ionisation multiphotonique
ν_s	Fréquence d'ionisation directe
I_c	Densité de flux pour laquelle on observe le claquage (elle dépend de p et de la forme de l'impulsion)
p, p_0	Pression du gaz
r_0	Rayon du cercle de moindre diffusion du faisceau laser concentré par une lentille
r_1	Position du plasma du côté de la lentille
r_4	Position du plasma du côté opposé
T_i	Température ionique
T_e	Température électronique
T	Température (si les précédentes sont identiques)
D	Coefficient de diffusion des électrons
ν_i	Fréquence d'ionisation par collision électron-ion

K_s	Coefficient macroscopique d'absorption par effet photo-électrique
K, K_0	Coefficient macroscopique d'absorption par Bremsstrahlung inverse
$\langle w \rangle$	Vitesse moyenne des électrons
$f(w)$	Fonction de distribution de vitesse
I_0'	Seuil d'interaction multiphotonique pour un processus de Bremsstrahlung inverse
$\Phi_s(x)$	Fonction définie par $\sum_{s=0}^{\infty} \frac{1}{s!} x^s$
α	Constante de croissance exponentielle de l'impulsion laser
β	Coefficient de recombinaison radiative
τ	Durée de la phase d'ionisation
V	Vitesse du choc
M	Masse moléculaire du gaz
ρ	Masse spécifique du gaz
θ_{ii}, θ_{ee}	Temps de thermalisation des ions, des électrons
θ_{ie}	Temps d'équipartition de l'énergie des ions et des électrons
$P(t)$	Puissance du laser
Ω	Angle solide du faisceau laser concentré
r_c	Position de l'onde de claquage

BIBLIOGRAPHIE

- [1] MAITMAN (T.H.). - Stimulated optical radiation in ruby. - Nature Vol. 187 n° 4732, juillet 1960, pp. 493-494
- [2] BLOEMBERGEN (N.). - Non linear optics. - New-York. - W.A. Benjamin Inc. 1965
- [3] Mac CLUNG (F.J.), HELLWARTH (R.W.). - Giant optical pulsations from ruby. - Journal of Applied Physics. - Vol. 33 n° 1, mars 1962 pp. 828-829
- [4] MAKER (P.D.), TERHUNE (R.W.), SAVAGE (C.M.). - Optical Third Harmonic generation - (Dans GRIVET (P.) et BLOEMBERGEN (N.) ed.) - Comptes rendus de la 3ème Conférence Internationale d'Electronique Quantique. Paris 11-15 février 1963 - Dunod, Paris 1964, pp. 1559-1576)
- [5] TOMLINSON (R.G.). - Characteristics of visible discharges induced in gases by focused ruby laser pulses. Thèse Ph. D. Ohio State University 1964
- [6] VON ENGEL (A.). - Ionized gases 2nd edition Oxford. Clarendon Press 1965, p. 73
- [7] DAMON (E.K.), TOMLINSON (R.G.). - Observation of Ionization of gases by a ruby laser. - Applied Optics. Vol. 2, mai 1963 pp. 546-547
- [8] MEYERAND (R.G.), HAUGHT (A.F.). - Gas Breakdown at Optical Frequencies. (Dans HUBERT (P.) et CREMIEU-ALCAN (A.) ed. Comptes rendus de la 6ème Conférence Internationale sur les phénomènes d'ionisation dans les gaz. Paris 8-13 juillet 1963 - S.E.R.M.A. Paris 1963 pp. 479-490)
- [9] MINCK (R.W.). - Optical Frequency Discharges in Gases. - Journal of Applied Physics. - Vol 35, janvier 1964, pp. 252-253
- [10] BERRY (M.), NELSON (P.), DURAND (Y.), VEYRIE (P.). - Etude expérimentale et théorique du claquage de l'air sous l'action d'un faisceau laser. - C.R. Acad. Sc. Paris t. 259 (12 octobre 1964) pp. 2401-2403
- [11] NELSON (P.). - Calcul de l'ordre de grandeur des processus multiphotoniques. - C.R. Acad. Sc. Paris t. 259 (5 octobre 1964)
- [12] de METZ (J.), TERNEAUD (A.), VEYRIE (P.). - Etude optique du faisceau émis par un laser de grande intensité. - Applied Optics - Vol. 5 n° 5 May 1966, pp. 819-822.
- [13] TOMLINSON (R.G.), DAMON (E.K.), BUSCHER (H.T.). - The breakdown of noble and atmospheric gases by ruby and neodymium laser pulses. (Dans KELLY (P.L.), LAX (B.), TANNENWALD (P.E.). - Physics of Quantum Electronics - Puerto-Rico 28-30 juin 1965 - New-York Mc Graw - Hill 1966 pp. 520-526
- [14] MINCK (R.W.) TERHUNE (R.W.) RADO (W.C.). - Laser Stimulated Raman effect and resonant Four-Photons interactions in gases H₂, D₂ and CH₄. Applied Physics Letters Vol. 3 n° 10, november 15, 1963, pp. 181-184

- [15] BLOEMBERGEN (N.), BRET (G.) LALLEMAND (P.), Pine (A.) et SIMORA (P.). Controlled Stimulated Raman Amplification and Oscillation in Hydrogen gas
IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE 3 n° 5, May 1967 ; pp. 197-201.
- [16] RAMSDEN (S.A.), DAVIES (W.E.R.) - Radiation scattered from the plasma produced by a focused ruby laser beam, Physical Review Letters, 1964, 13, 7 - pp. 227-229.
- [17] RAMSDEN (S.A.), SAVIC (P.). - A radiative detonation model for the development of a laser induced spark in air. - Nature Vol. 203 n° 4951; 19 septembre 1964, pp. 1217-1219
- [18] FLOUX (F.) et VEYRIE (P.). - Etude expérimentale du plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans l'air. - C.R. Acad. Sc. Paris t. 261, 8 novembre 1965, pp. 3771-3773 .
- [19] BECKMANN et WHITLEY. - Model 501 B Single frame image converter camera. Beckmann et Whitley - San Carlos, Cal.
- [20] GOLDMAN (I.I.) Intensity Effects in Compton Scattering, Physics Letters Vol. 8 n° 2, 15 janvier 1964, pp. 103-106
- [21] BROWN (L.S.) et KIBBLE (T.W.B.) Interaction of Intense Laser Beams with Electrons. Physical Review Vol. 133, n° 3 A, 3 février 1964, pp. 705-719
- [22] VON ROOS (O.) Interaction of very Intense Radiation Fields with Atomic Systems. Physical Review Vol 135, n° 1 A, 6 juillet 1964, pp. 43-50
- [23] GOLD (A.) et Bebb (H.B.) Theory of Multiphoton Ionization. Physical Review Letters Vol 14 n° 3, 18 janvier 1965, pp. 60-63
- [24] KELDYSH (L.V.). - Ionization in the field of a strong electromagnetic wave Soviet Physics J.E.T.P. Vol. 20 n° 5, mai 1965, pp. 1307 - 1314. Traduit de J.E.T.P. 47, 1945 - 1957, nov. 64 .
- [25] GOLD (A.) et Bebb (H.B.). - Multiphoton ionization of hydrogen and rare gas atoms. Physical Review - Vol. 143 - n° 1, 4 mars 1966, pp. 1-24.
- [26] GONTIER (Y.) et TRAHIN (M.). - Ionisation d'atomes hydrogénéofides par absorption multiphotonique. Compte rendus de l'Académie des Sciences Paris, t. 264, n° 7, 13 février 1967 pp. 499-502
- [27] CHALMETON (V.), et PAPOULAR (R.). - Sur le mécanisme du claquage des gaz par laser. Comptes rendus de l'Académie des Sciences Paris, t. 262, 17 janvier 1966, pp. 177-180 .
- [28] NELSON (P.). - Sur le calcul des processus multiphotoniques. Comptes Rendus à l'Académie des Sciences, Paris, t. 261, 18 octobre 1965, pp. 3089-3091
- [29] FLOUX (F.), NELSON (P.), VEYRIE (P.). - Processus multiphotoniques dans les diélectriques. Comptes Rendus à l'Académie des Sciences, Paris, t. 261, 22 novembre 1965, pp. 4366-1339 .
- [30] NELSON (P.) et VEYRIE (P.). - Saturation dans les phénomènes multiphotoniques. Comptes Rendus à l'Académie des Sciences, Paris, t. 262, 16 mai 1966, pp. 1337-1339.
- [31] NELSON (P.). - Processus multiphotoniques provoqués par un laser. Rapport Français CEA, - R 2888, 1965
- [32] BUSCHER (H.T.), TOMLINSON (R.G.), DAMON (E.K.). - Frequency dependence of optically induced gas breakdown. Physical Review Letters, Vol. 15, n° 22, 29 novembre 1965, pp. 847-849.
- [33] BUNKIN (F.V.), FEDOROV (M.V.). - Rayonnement de freinage dans un champ électromagnétique intense. Rapport Russe, Institut de Physique P.N. Lebedev, A 126, 1965.
- [34] ZELDOVITCH (Y.B.) et RAIZER (Y.P.). - Cascade ionization of a gas by a light pulse. Soviet Physics J.E.T.P. Vol. 20 n° 3, mars 1965, pp. 772-780. (J. Exptl. Theoret. Phys. (USSR) 47, septembre 1964, pp. 1150-1161).
- [35] ASKARYAN (G.A.), RABINOVITCH (M.S.). - Cascade Ionization induced in a medium by an intense light flash. - Soviet Physics J.E.T.P. Vol. 21 n° 1, july 1965, pp. 190-192 (J. Exptl. Theoret. Phys. (USSR) janvier 1965, 48, pp. 270-294).
- [36] PHELPS (A.V.). - Theory of growth of ionization during laser breakdown
(In KELLEY (P.L.) LAX (B.), TANNENWALD (P.E.) ed. Physics of Quantum Electronics . Conference Proceedings : San Juan, Puerto Rico, june 28-30 1965. - Mc Graw Hill Book Company 1966, pp. 538-547.

- [37] DELCROIX (J.L.). - Physique des Plasmas. - Dunod 1963, Paris.
- [38] KIEFFER (L.J.), DUNN (G.H.). - Electron Impact Ionization Cross-Section. Data for Atoms, Atomic Ions and Diatomic Molecules : I - Experimental Data. Review of Modern Physics Vol. 38, n° 1, janvier 1966, pp. 1-35
- [39] SPITZER (L.). - Physique des gaz complètement ionisés. - Paris Dunod 1959
- [40] Mc DANIEL (E.W.). - Collision phenomena in ionized gases New-York, John Wilcy 1964, pp. 588-600.
- [41] BATES (D.R.), KINGSTON (A.E.), Mc WHIRTER (R.W.P.) Proc. Roy. Soc. (London) A. 267, 1962 p. 297
- [42] CHALMETON (V.) et PAPOUIAR (R.). - Emission de lumière par un gaz sous l'effet d'un rayonnement laser intense. Comptes Rendus à l'Académie des Sciences Paris, t 264, 16 janvier 1967, pp. 213-216.
- [43] CHAMPETIER (J.L.). - Interprétation théorique de l'évolution du plasma créé par focalisation d'un faisceau laser dans l'air. Comptes Rendus de l'Académie des Sciences Paris t. 261, 15 novembre 1965, pp. 3954-3957
- [44] RAIZER (Y.). - Heating of a gas by a powerful light pulse (Soviet Physics J.E.T.P.) Vol. 21 n° 5, novembre 1965.
- [45] PEYRAUD (J.). - Journal de Physique, à paraître.
- [46] RIZZO (J.E.) KLEWE (R.C.). - Optical breakdown in metal vapours. - British Journal of Applied Physics, Vol. 17, 1966, pp. 1137-1141.

FIN