CEA-R-3296

LANGER P., TONON G., DURAND Y., BUGES J.-C. Etude chronologique du plasma de beryllium créé par le faisceau d'un laser. Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'études nucléaires de Saclay (Essonne), 1967, 62 pages.

CEA-R 3296 - LANGER Philippe, TONON Gianfranco, DURAND Yves, BUGES Jean-Claude

ETUDE CHRONOLOGIQUE DU PLASMA DE BERYLLIUM CREE PAR LE FAISCEAU D'UN LASER

Sommaire. - Nous avons effectué plusieurs diagnostics (cinématographie ultra-rapide, spectroscopie dans le visible et dans l'ultraviolet, interférométrie, détection de particules chargées) sur le plasma de béryllium engendré par un laser à rubis délivrant au foyer d'un objectif de distance focale 6,7 cm un éclairement maximum de 9. 10^{10} W/cm^2 . La caractéristique commune à tous ces diagnostics est une résolution temporelle suffisante qui nous permet de suivre l'évolution du plasma pendant toute la durée de l'impulsion laser (largeur à mi-hauteur 40 ns).

Ce plasma, visible à partir de - 60 ns (l'origine des temps est prise au sommet de l'impulsion laser) subit une

CEA-R 3296 - LANGER Philippe, TONON Gianfranco, DURAND Yves, BUGES Jean-Claude

CHRONOLOGICAL STUDY OF BERYLLIUM PLASMA PRO-DUCED BY A LASER BEAM

Summary. - We have carried out several investigations (ultrarapide cinematography, visible and ultra-violet spectroscopy, interferometry, charged particle detection) on beryllium plasma produced by a ruby laser having a maximum power of 9 x 10^{10} watt/cm² at the focal point of an objective with a 6,7 cm focal length. The common characteristic of all these investigations is a time resolution which is sufficient to follow changes in the plasma during the entire duration of the laser pulse. The plasma visible from -60ns (time zero corresponds to the top of the laser pulse) undergoes an uniform acceleration from -30 to + 5 nanoseconds ; at this accélération uniforme de -30 ± 5 ns ; à cet instant sa vitesse d'expansion est maximum et vaut 10^7 cm/s. Des ions Be⁺, Be²⁺ et Be³⁺ (correspondant à un potentiel d'ionisation de 153 eV) sont émis par le plasma dès sa création et possèdent une énergie cinétique maximum de 1 500 eV.

L'étude spectroscopique du plasma a mis en évidence l'apparition de raies de recombinaison du béryllium une fois ionisé et du béryllium excité à partir respectivement de + 70 ns et + 120 ns. Ces raies sont encore /isibles au-delà de + 470 ns et + 720 ns.

Des mesures interférométriques effectuées sur ce plasma nous ont révélé que sa densité électronique n'est pas uniforme et décroft rapidement au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible. Par exemple à 0,3 mm de la surface

Be²⁺ and Be³⁺ ions (corresponding to an ionisation potential of 153 eV) are emitted by the plasma as soon as it is formed and have a maximum kinetic energy of 1 500 eV.

The spectroscopic study of the plasma has shown the appearance of recombination lines of ionized beryllium and of lines of excited beryllium at + 70 nanoseconds and + 120 nanoseconds respectively. These lines are still visible after + 470 and + 720 nanoseconds.

Interferometric measurements carried out on this plasma have shown that its electronic density is not uniform and decreases rapidly at increasing distance from the target. For example at 0.3 mm from the surface of the target the density becomes equal to 2.3 x 10^{18} e/cm³ and 5.5 x 10^{17} e/cm³ at + 20 and + 40 nanoseconds respectively.

1967

Commissariat à l'Energie Atomique - France

62 p.

./.

de la cible elle est respectivement de 2,3. 10^{18} e/cm³ et de 5,5. 10^{17} e/cm³ aux instants + 20 ns et + 40 ns. 1967 62 **p.** Commissariat à l'Energie Atomique - France

PREMIER MINISTRE

COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE CEA-R 3296

ETUDE CHRONOLOGIQUE DU PLASMA DE BERYLLIUM CREE PAR LE FAISCEAU D'UN LASER

par

Philippe LANGER, Gianfranco TONON, Yves DURAND, Jean-Claude BUGES

Rapport CEA - R 3296

CENTRE D'ETUDES NUCLÉAIRES DE SACLAY

1967 Fa

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du nº 2200, en vente à la Documentation Française, Secretariat Général du Gouvernement, Dir vion de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

ı.

The C.E.A. reports starting with nº 2200 are available at the Documentation Française, Secretariat General du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème. - Rapport CEA-R 3296 -

ETUDE CHRONOLOGIQUE DU PLASMA DE BERYLLIUM CREE PAR LE FAISCEAU D'UN LASER

par

Philippe LANGER, Gianfranco TONON, Yves DURAND, Jean-Claude BUGES

- Décembre 1967 -

TABLE DES MATIERES

.

•

		TABLE DES MATIERES	1
I	-	INTRODUCTION	3
II	-	MONTAGE EXPERIMENTAL	4
III	-	CARACTERISTIQUES DE L'ENSEMBLE LASER OBJECTIF DE FOCALISATION	4
		III - 1 Caractéristiques du laser III - 2 Eclairement au foyer de l'objectif	4 6
IV	-	CINEMATOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE	6
		 IV - 1 Appareillage IV - 2 Hydrodynamique du phénomène IV - 3 Vitesse d'expansion du plasma IV - 4 Evolution du volume du plasma IV - 5 Influence de l'énergie laser IV - 6 Conclusion 	6 7 8 9 9
v	-	 SPECTROJCOPIE V - 1 Description des appareils utilisés V - 2 Spectrographie intégrée dans le temps V - 3 Spectrographie résolue dans le temps V - 4 Conclusion 	10 10 11 12 13
VI	-	DETECTION DES PARTICULES CHARGEES	13
		 VI - 1 Analyseur électrostatique et microsonde de ROGOWSKI VI - 2 Spectres en énergie des ions VI - 3 Instant d'émission des ions VI - 4 Charge du plasma 	13 16 17 19
		VI - 5 Conclusion	20

VII -		INTERFEROMETRIE		20
		VII - 1	Description de l'interféromètre	20
		VII - 2	Méthode de dépouillement	21
		VII - 3	Résultats	24
		VII - 4	Remarques	25
VIII	-	CONCLUS	ION	26
IX	-	BIBLIOGR	APHIE	29
x	-	LEGENDE	DES FIGURES	31

~

.

.

ETUDE CHRONOLOGIQUE DU PLASMA DE BERYLLIUM CREE PAR LE FAISCEAU D'UN LASER

I - INTRODUCTION

C'est en 1963 que N.G. BASOV et O.N. KROKHIN /1/ ont, les premiers, suggéré la possibilité de créer des plasmas très denses et ayant une température élevée, en focalisant le faisceau d'un laser sur une cible solide.

Dès 1964, W.I. LINLOR donnait les premiers résultats expérimentaux $\lfloor 2 / \lfloor 3 /$ sur de tels plasmas obtenus à partir de lasers déclenchés et, depuis, les expériences sur ce sujet se sont multipliées $\lfloor 4 / a \rfloor 13 / .$ En effet, l'étude de ces plasmas est extrêmement intéressante car leurs caractéristiques les différencient des plasmas étudiés jusqu'à présent. Ce sont :

- 1. leur très haute densité initiale : $10^{19} e/cm^3 < n_e < 10^{21} e/cm^3$,
- 2. leur température maximum, atteinte au sommet de l'impulsion laser (que nous prendrons comme origine des temps) est de l'ordre du million de degrés avec des lasers délivrant une puissance de 10⁸ W environ. Cette haute température entraîne, en l'absence de tout confinement, une rapide expansion du plasma puisque des vitesses de 10⁷ cm/s et plus ont été effectivement mesurées. Il en résulte une évolution tout aussi rapide de la densité et de la température de ce plasma.
- 3. la durée de vie "utile" du plasma que nous qualifierons de dense est de l'ordre de 100 ns environ. En effet, la puissance délivrée par le laser entretient, initialement, l'expansion du plasma et élève également son énergie interne. Toutefois, lorsque cette puissance décroît, l'expansion s'effectue au détriment de l'énergie interne du plasma qui, alors, se refroidit. De ce fait, si le plasma existe effectivement encore après les 100 premières nanosecondes, sa température est alors très basse et sa densité est telle que l'on n'a plus alors de plasma dense.
- 4. les dimensions très réduites de ces plasmas nous autorisent à parler de "mini-plasmas" puisque leur volume, au voisinage du sommet de l'impulsion laser est de l'ordre du millimètre cube.

Nous avons créé un tel plasma à l'aide d'un laser déclenché à rubis qui délivre un éclairement crête de 9.10^{10} W/cm² au foyer d'un objectif de concentration de 6,7 cm de distance focale. Au foyer de cet objectif, nous avons placé une cible épaisse en béryllium.

Pour l'étude de ce plasma, nous avons utilisé des diagnostics adaptés aux caractéristiques que nous venons d'évoquer : cinématographie ultra-rapide, spectroscopie dans le visible et dans l'ultra-violet résolue dans le temps, interférométrie, détection des particules chargées émises par le plasma.

II - MONTAGE EXPERIMENTAL

Les figures 1a et 1b représentent respectivement une photographie de l'ensemble expérimental et le schéma de montage.

On enregistre pour chaque tir laser l'énergie à l'aide d'un calorimètre à cônes de graphite et la forme de l'impulsion par l'intermédiaire d'une cellule photoélectrique.

La cible épaisse en béryllium ayant la forme d'un disque et l'objectif de concentration sont placés à l'intérieur de la chambre d'interaction où subsiste une pression résiduelle de 10^{-6} mm Hg. Les réglages peuvent s'effectuer de l'extérieur à l'aide de traversées étanches. Après chaque tir laser la cible est tournée d'une fraction de tour, de telle manière que le faisceau laser ne soit pas focalisé sur le cratère résultant du tir précédent.

A la périphérie de la chambre six queusots peuvent recevoir les instruments de diagnostic.

III - CARACTERISTIQUES DE L'ENSEMBLE LASER-OBJECTIF DE CONCENTRATION

III-1- Caractéristiques du laser utilisé

Nous avons utilisé un laser à rubis ($\lambda e = 6.943$ Å) constitué par un oscillateur d'éclenché par prisme tournant. La figure 2a donne en unités logarithmiques la puissance instantanée et l'énergie délivrée par le laser au cours du temps. Les caractéristiques principales du laser sont :

- 1. énergie maximum délivrée : 0,8 joule,
- 2. largeur à mi-hauteur de l'impulsion : 40 ns,
- 3. temps de montée (pris entre 10 % et 90 % de l'amplitude maximum) : 25 ns environ.
- 4. puissance crête : 2.10^7 W.
- nous remarquerons, sur la figure 2a que, dans le système de coordonnées choisi, la montée de l'impulsion est rectiligne jusqu'à - 30 ns. Ceci peut donc être exprimé par une fonction de la forme :

(1)
$$P = P_0 \left[e^{20} + \frac{t(s)}{6.10^{-9}} \right]$$

(Watts)

pour t <- 30 ns avec P = 1 W pour le laser utilisé

Nous avons ainsi une montée de l'impulsion laser de la forme $e^{\bigstar t}$

avec

$$\alpha = 1.66.10^8 \mathrm{s}^{-1}$$

III-2- Eclairement au foyer de l'objectif

Le paramètre important à connaître lors de l'interaction du faisceau laser avec une cible solide est l'éclairement délivré par l'ensemble laser-objectif de concentration au niveau de la cible. Celle-ci étant placée au foyer de l'objectif (foyer correspondant à la longueur d'onde $\lambda \ell = 6943$ Å) il faut déterminer les dimensions de la tache de moindre diffusion. Pour cela,

4

nous avons utilisé deux méthodes :

- 1, à partir des dimensions des cratères,
- 2. par une méthode photographique.

III-2-1. Dimensions des cratères

La figure 2b représente la photographie d'un cratère creusé sur la cible en



béryllium. Des observations faites au microscope nous permettent d'en donner la forme représentée ci-contre : cette forme est en accord avec celle décrite par K. VOGEL et P. BACKLUND /14/. En effectuant des mesures sur plusieurs cratères, nous avons obtenu dans la limite des fluctuations de l'énergie laser :

(2)
$$\begin{cases} 170 \ \mu < D_c < 230 \ \mu \\ 45 \ \mu < h < 65 \ \mu \end{cases}$$

Nous pouvons donc considérer que le diamètre de la surface éclairée par le laser est de :

(3) $D \simeq 200 \mu + 30 \mu$

Remarque

Les mesures précédentes nous permettent de calculer le volume ΔV de matière et le nombre d'atomes ΔN vaporisés. Nous trouvons :

(4)

$$\begin{array}{r}
3,3. \ 10^{-7} \text{cm}^3 < \Delta V < 8,5 \ 10^{-7} \text{cm}^3 \\
4. \ 10^{16} < \Delta N < 10^{17} \text{ atomes}
\end{array}$$

III-2-2. Relevé photographique de la tache focale

Ces mesures ont été réalisées en utilisant le montage suivant :



Pour déterminer la tache de moindre diffusion de l'objectif à l'étude O_1 , nous utilisons comme source lumineuse la faisceau laser lui-même, de telle sorte que les résultats obtenus tiennent compte de ses propriétés optiques. Toutefois, nous atténuons le faisceau laser par des densités neutres afin que le claquage de l'air ne se produise pas au foyer de l'objectif O_1 et aussi pour que la plaque infra-rouge RL ne soit pas saturée. Par l'intermédiaire d'un objectif d'analyse O_2 corrigé des aberrations, nous reprenons l'image du plan focal de O_1 sur la plaque photographique RL protégée de la lumière parasite de longueur d'onde inférieure à 6 000 Å environ par un filtre KODAK-70. Nous avons photographié ainsi la tache focale représentée figure 2c.

Des mesures sensitométriques effectuées en utilisant le faisceau laser comme source de lumière afin d'avoir des conditions analogues sur le temps de pose et la longueur d'onde nous ont permis de mesurer le contraste X de la plaque RL.

La sensitométrie de la tache focale relevée sur la plaque RL nous donne la répartition des intensités de la figure 2d au foyer de l'objectif de concentration utilisé au cours de nos expériences. Sur cette figure, nous avons porté la répartition des intensités selon deux axes perpendiculaires et nous pouvons constater la bonne symétrie de la tache focale. Nous remarquons que, pour une intensité moitié de l'intensité maximum, le diamètre de la tache focale est de :

(5)
$$D_{1/2} = 170 \mu$$
.

III-2-3. Eclairement moyen

D'après les résultats de la figure 2d la répartition radiale de l'éclairement à l'intérieur de la tache focale se fait sensiblement selon une gaussienne ; le diamètre $D_{1/2}$ qui est en bon accord avec le diamètre des cratères observés fournit une dimension correcte pour le calcul de l'éclairement moyen. Dans ce cas, la surface S de la tache focale est :

(6)
$$S = 2, 3. 10^{-4} \text{cm}^2$$

et d'après (1)

(7) I
$$\left(\frac{\text{watts}}{\text{cm}^2}\right) = 4,35.10^3 \begin{bmatrix} 20 + \frac{t(s)}{6.10^{-9}} \end{bmatrix}$$
 pour $t < -30$ ns

Pour t = O nous avons I crête = $8,7.10^{10}$ W/cm².

IV - CINEMATOGRAPHIE ULTRA-RAPIDE

V-1- Appareillage

Sur la figure 1b nous avons indiqué la position de la caméra par rapport au lasma et aux autres diagnostics. Nous avons utilisé deux types de caméras.

IV-1-1. Caméra à images intégrales

C'est une caméra BECKMANN ayant un temps de pose nominal de 5 ns. Cette caméra est déclenchée par l'intermédiaire d'un dispositif appelé "déclencheur sur prisme", dont le principe a été décrit par ailleurs $\lfloor 15 \rfloor$. Ce déclencheur fournit une impulsion électrique en avance par rapport à l'impulsion laser et permet, associé à un générateur d'im-

6

pulsion haute tension à temps de montée rapide, de photographier le plasma dès le début de sa formation. On détermine l'instant de prise de vue en relevant en même temps sur un oscilloscope double trace Tektronix 555 l'impulsion laser et l'impulsion de référence synchrone de l'impulsion haute tension appliquée à la caméra au moment de la prise de vue.

Comme nous le verrons par la suite, la vitesse du front du plasma est de l'ordre de 10^7 cm/s. Ceci entraîne un déplacement de 0,5 mm du front du plasma pendant les 5 ns qui constituent la durée de la pose. Ce déplacement n'est nullement négligeable vis-à-vis des dimensions du plasma. En toute rigueur, il faudrait donc connaître l'instant de fermeture du tube, mais, compte tenu de la largeur à mi-hauteur de l'impulsion haute tension qui est de 8 ns environ, nous ne ferons qu'une erreur de quelques manosecondes en prenant comme instant de prise de vue le sommet de l'impulsion de référence.

IV-1-2. Caméra à fente

Nous avons utilisé une caméra à fente S.T.L. dont le déclenchement et la détermination de l'instant d'ouverture sont réalisés de la même manière que pour la caméra à images intégrales.

Nous avons choisi dans la plupart des mesures une vitesse de balayage de 2 ns/mm

IV-2- Hydrodynamique du phénomène

Sur les figures 3a, 3b et 3c, nous avons rassemblé les photographies prises avec la caméra à fente et traduisant l'évolution de la dimension longitudinale L (mesurée parallèlement à l'axe du faisceau laser) et transversale 2 (mesurée perpendiculairement à l'axe du faisceau laser) du plasma obtenu avec une énergie laser de 0,8 J.

Pour vérifier la répétitivité des résultats, nous avons effectué plusieurs tirs laser à énergie constante et égale à 0,8 J. en relevant chaque fois L (t) à l'aide de la caméra à fente. Figure 3d, nous avons reporté les valeurs de L (t) correspondant à trois tirs successifs. Il existe une dispersion de \pm 4 ns sur l'instant d'apparition du plasma. Tcutefois, nous avons vérifié figure 3e que la forme de L (t) est conservée d'un tir à l'autre. Sur cette figure, nous avons pris comme origine des temps l'instant marquant l'apparition du plasma ; nous constatons que les trois courbes résultant de trois tirs différents sont bien superposables. Donc s'il existe, d'un tir à l'autre, une incertitude de quelques nanosecondes sur le début du phénomène, ce dernier est ensuite répétitif.

Remarque

Lors du tracé de L (t) la connaissance du temps s'effectue en mesurant la distance balayée par la fente dont la vitesse de défilement est connue : elle varie dans nos expériences de $2 \text{ ns/mm} \ge 4 \text{ ns/mm}$. La précision de 0,5 mm sur la mesure de cette distance entraîne une erreur sur la détermination du temps qui n'excède pas 2 ns.

IV-3- Vitesse d'expansion du plasma

Sur la figure 3e on note qu'il existe une variation brutale de la pente de L (t). Cette pente est égale à 1 jusqu'à -39 ns puis devient égale à 2 jusqu'à + 5 ns pour redevenir égale à 1 ensuite. On constate, et ceci est également visible sur la figure 3d, que trois périodes existent au cours de l'expansion :

7

- 1°) De 60 ns à 30 ns L (t) varie linéairement en fonction du temps, c'est-à-dire que l'expansion s'effectue à vitesse constante et égale à 10⁶ cm/s d'où la pente égale à l'unité observée sur la figure 3e.
- 2°) De 30 ns à + 5 ns environ L (t) suit la loi :

(8)
$$\begin{bmatrix} L = 1, 5. \ 10^{12} \\ (m) \end{bmatrix}^2 + 3, 2. \ 10^{-4} \\ - 30 \text{ ns} < t < + 5 \text{ ns} \end{bmatrix}^2$$

qui se traduit par une pente égale à deux sur la figure 3e. Nous en déduisons d'après (8) l'évolution de la vitesse longitudinale v_L du plasma :

(9)
$$\begin{array}{c} v_{\rm L} = 3.10^{12} \left[3.10^8 + t \\ (m/s) \\ - 30 \text{ ns} < t < +5 \text{ ns} \end{array} \right]$$

que nous avons portée ainsi que la valeur de l'accélération Y $_{\rm L}$ subie par le plasma sur la figure 3f.

(10)
$$\begin{bmatrix} \chi_{L} = 3.10^{12} \text{ m/s}^{2} \\ - 30 \text{ ns} < t < + 5 \text{ ns} \end{bmatrix}$$

On constate que la vitesse d'expansion longitudinale du front du plasma atteint une veleur maximum de 10^7 cm/s et que le plasma est uniformément accéléré pendant toute cette période.

3°) A partir de + 5 ns l'expansion du front du plasma redevient linéaire (pente égale à un sur la figure 3e) et elle s'effectue à vitesse constante et égale à 10^7 cm/s.

IV-4- Evolution du volume du plasma

Figure 3g nous avons reporté les variations de la dimension transversale ℓ du plasma, déterminée d'après les photos de la figure 3c. Cette dimension a été relevée en fonction du temps à plusieurs distances x de la surface de la cible. A partir de x = 2,2 mm, ℓ varie linéairement au cours du temps et l'expansion s'effectue alors à vitesse constante. [$v_{\ell} = 7.10^6$ cm/s à x = 2,2 mm et $v_{\ell} = 8.10^6$ cm/s à x = 3,4 cm]. Par contre pour x = 0,2 mm et 1,2 mm, la vitesse d'expansion évolue au cours du temps et est d'autant plus faible que l'on se rapproche de la cible.

En utilisant les données des figures 3d et 3g nous avons reconstitué l'évolution de la section droite du plasma au cours du temps (figure 3h). Sur cette figure, nous avons également noté la forme du plasma relevée à l'instant + 40 ns à l'aide de la caméra à images intégrales. On notera le bon accord de ces deux relevés. Nous avons tracé aussi, figure 3 h, la variation spatiale de la vitesse du front du plasma d'après les mesures effectuées à l'aide de la caméra à fente. Ces courbes, tracées en supposant une expansion radiale du plasma à partir du point d'impact du faisceau laser sur la cible, sont des courbes d'iso-vitesse. On remarquera :

1°) Dans le semi-plan à droite de la courbe correspondant à la vitesse de 10^7 cm/s, l'expansion du front du plasma s'effectue à vitesse constante et égale à 10^7 cm/s.

- 2°) Au voisinage de l'axe déterminé par le faisceau laser la vitesse ne dépend que de l'abscisse longitudinale L.
- 3°) Le resserrement des courbes de vitesse constante au voisinage de l'axe du faisceau laser montre que le plasma n'a certainement pas une température uniforme et que la zone proche du faisceau laser est la plus chaude.

En supposant une symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau laser, nous avons calculé l'évolution au cours du temps du volume du plasma donnée par la figure 3i. On notera la variation très rapide de ce volume qui est multipliée par mille en 60 ns environ.

IV-5- Influence de l'énergie laser

L'influence de l'énergie laser est mise en évidence par les clichés des figures 3j et 3k pris respectivement à l'aide de la caméra à images intégrales (temps de pose 5 ns) et de la caméra à fente. L'ensemble de ces résultats est résumé sur la figure $3 \downarrow$ où nous avons reproduit l'évolution de L (t) en fonction de l'énergie laser. Nous avons :

- 1°) Le phénomène débute de plus en plus près du sommet de l'impulsion laser au fur et à mesure que l'énergie laser décroît.
- 2°) Toutes les courbes L (t) sont parallèles entre elles au début, ce qui signifie que l'énergie laser influe peu sur la période initiale et notamment sur la vitesse d'expansion initiale.
 D'autre part, la durée de cette période d'expansion à vitesse constante est toujours de 30 ns quelle que soit l'énergie laser.
- 3°) La forme de L (t) est analogue d'une énergie laser à l'autre comme le montre la figure 3m où nous avons superposé toutes les courbes de la figure 3 l en prenant comme origine des temps l'instant d'apparition du plasma. On notera que, pour une énergie laser de 8.10⁻³ J ($I_{crête} \simeq 9.10^7 \text{ W/cm}^2$) seule subsiste l'expansion initiale à vitesse constante.
- 4°) Sur la figure 3m, le changement de pente marquant le début de la deuxième période s'effectue toujours après 30 ns qui, nous l'avons vu, constitue la durée invariable de la première phase, quelle que soit l'énergie laser. Comme d'autre part, la fin de la deuxième période se produit toujours au sommet de l'impulsion laser, la durée de cette 2ème phase est d'autant plus courte que l'énergie laser est faible. Comme l'accélération est constante, quelle que soit l'énergie laser, il s'ensuit que la vitesse maximum du front du plasma décroît avec l'éclairement laser (figure 3n). On notera sur cette figure que la croissance de la vitesse maximum du front du plasma s'atténue pour des éclairements supérieurs à 10¹⁰ W/cm².

IV-6- Conclusion

Les résultats précédents concordent avec ceux énoncés par WEICHEL et AVIZONIS $\lfloor 16 \rfloor$ et par AFANASYEV, KROKHIN et SKLISKOV $\lfloor 17 \rfloor$. Toutefois, si on se reporte aux photographies des figures 3a et 3b, on constate qu'à partir du sommet de l'impulsion laser, deux zones de luminosité différente apparaissent. Leur frontière tout d'abord stationnaire (figure 3b) se rapproche ensuite de la surface de la cible (figure 3a) alors que le front du plasma évolue, lui, avec une vitesse sensiblement constante. AFANASYEV et ses collaborateurs $\lfloor 17 \rfloor$ ont étudié l'évolution de la zone d'opacité du plasma et ont trouvé que sa frontière n'évolue pas au cours du temps et même se rapproche de la surface de la cible. On peut alors supposer que la région très lumineuse et proche de la cible est la zone dense et opaque du plasma où a lieu l'abcomption

9

de l'onde laser. La deuxième région en avant de celle-ci représente l'expansion d'un plasma peu dense, transparent et froid. L'apparition de cette deuxième région coîncide avec le sommet de l'impulsion laser, c'est-à-dire à partir de l'instant où la puissance délivrée par le laser décroît.

V - SPECTROSCOPIE

V-1- Description des appareils utilisés

V-1-1. Spectrographie dans le visible

Elle couvre le domaine spectral s'étendant de 3 100 à 5 000 Å. L'observation du rayonnement émis par le plasma se fait perpendiculairement à l'axe du faisceau laser. L'image du point de focalisation sur la cible est collimatée à l'aide d'une lentille de focale 200 mm sur la fente d'entrée (de largeur 50 μ) d'un spectrographe HUET - UV 24 déjà décrit et utilisé <u>/</u>15/.

V-1-2. Spectrographie dans l'ultra-violet

On sait que pour la détection des longueurs d'onde inférieures à 1 500 Å l'emploi d'une optique de focalisation est à exclure. Aussi utilise-t-on un spectrographe sous vide. La figure 4a (2) montre le schéma du spectrographe utilisé tandis que les figures 1a et 1b indiquent son emplacement par rapport au plasma et aux autres diagnostics. Ce spectrographe est un JARRELL-ASH de 1 m de distance focale, ouvert à f/13 et qui fonctionne sous vide (pression $\leq 2.10^{-6}$ mm Hg). Il comporte un réseau concave utilisé par réflexion et sous incidence normale telle que l'angle formé par les rayons incidents et réfléchis soit de 15°. Ce réseau a 1 180 traits/mm et est recouvert d'une pellicule de Mg F₂ (meilleure réponse aux photons ultraviolets). Il permet la détection du domaine spectral s'étendant de 500 à 2 500 Å (angle de BLAZE pour 1 500 Å). La dispersion de ce spectrographe est de 8,3 Å/mm et sa résolution est de 0,15 Å dans le premier ordre, avec une largeur de fente de 10 μ .

Une caméra permet d'enregistrer sur film de 35 mm une portion du spectre de largeur 500 Å. Par conséquent, quatre relevés sont nécessaires pour couvrir le domaine d'utilisation du spectrographe.

V-1-3. Spectrographie résolue dans le temps

Le spectrographe précédemment décrit peut faire fonction de monochromateur. Pour cela, la caméra est interchangeable avec un montage étanche au vide et comprenant successivement : une fente de sortie, une fenêtre en salicylate de sodium et un photomultiplicateur du type EMI 6 255 B qui présente un rendement quantique maximum pour $\lambda =$ 1 650 Å (cathode S13). Le signal de sortie est recueilli sur un oscilloscope Tektronix 551 qui enregistrera également l'impulsion laser incidente utilisée pour son déclenchement. A l'aide de ce dispositif nous avons étudié la chronologie du rayonnement émis par le plasma. En effet, un système mécanique pour le défilement des longueurs d'onde étant associé au réseau, nous avons pu suivre l'évolution d'un certain nombre de profils de raie au cours du temps. Nous avons déjà réalisé ce type d'expériences en spectroscopie visible $\lfloor 18/, \lfloor 19/$ à l'aide de montages similaires. V-2 Spectrographie intégrée dans le temps.

V-2-1. Dans le visible

La figure 4b montre le densitogramme d'un spectre obtenu à partir d'une plaque photographique. On y voit un certain nombre de transitions correspondant aux atomes de béryllium neutres (Be I) et une fois ionisés (Be II).

Nous donnons ci-après le tableau récapitulatif des diverses raies enregistrées avec leur potentiel d'excitation ou d'ionisation correspondant :

Raie	Longueur d'onde (Å)	Potentiel d'excitation ou d'ionisation (eV)
Be II	4 673	14,81
Be I	4 572	7,98
Be I	4 407	8,08
Be I	4 364	8
Be I	3 865	7,28
Be I	3 813	8,52
Be I	3 736	8,59
Be I	3 321	6,45
Be II	3 130	13,25

On remarquera que le spectre de la figure 4b ne comporte pas de continuum. La montée brutale du groupe de raies situées vers 4 500 Å est dûe au faible pouvoir de résolution du spectrographe et à sa dispersion non linéaire ; en effet, les deux prismes constituant le spectrographe présentent un pouvoir dispersif fortement diminué à ces longueurs d'onde. Il faut noter qu'il n'apparaît aucune transition correspondant aux raies Be III et Be IV (ions deux ou trois fois chargés).

V-2-2. Dans l'ultra-violet

La recherche de l'état ionisé Be III (série $1^1s - n^1P$ avec n = 2, 3, 4, 5, 6) devrait se faire entre 80 et 100 Å $\lfloor 20/$: il en est de même pour l'ion Be IV qui correspond aux transitions de longueur d'onde 60, 64 et 75,9 Å (série $1^2S - n^2P$ avec n = 2, 3, 4). Or, le spectrographe utilisé ne permet pas la détection des longueurs d'onde inférieures à 600 Å. (Pour détecter les longueurs d'onde comprises entre 20 et 300 Å, il conviendrait d'employer un réseau sous incidente rasante).

Nous avons effectué une série de spectres afin de couvrir l'intervalle 600 - 3 000 A. Comme pour le visible, un certain nombre de raies correspondant à Be I et Be II ont été relevées :

Raie	Longueur d'onde (Å)	Potentiel d'excitation ou d'ionisation (eV)	
Be II Be II	1 512	12,15	
Be II Be I	1 778 2 056	10,93 8,75	
Be I Be I	2 348 2 494	5,28 7,68	
Be I	2 650	7,4	

Nous n'avons obtenu aucune raie entre 430 Å et 1 461 Å et, d'autre part, les spectres ne comportent toujours pas de continuum : nous ne sommes probablement pas descendus assez loin vers les courtes longueurs d'onde. Certaines raies apparaissent élargies. Il est d'autant plus difficile de se prononcer sur la cause de ces élargissements que certaines d'entre elles appartiennent à des séries de termes constitués par des doublets. L'effet DOPPLER doit être exclu puisque nous n'avons observé les premiers profils qu'à partir de + 70 ns : à cet instant, la vitesse du plasma est très faible. D'autre part, nous n'avons pas effectué de résolution spatiale et il est probable que pour des largeurs de raie à mi-hauteur ($\delta \lambda$) aussi faibles que celles que nous avons observées, divers effets d'élargissement peuvent se superposer. On peut espérer obtenir des éclaircissements sur les largeurs de raie par une étude de l'évolution des profils au cours du temps.

V-3 Spectrographie résolue dans le temps

V-3-1. Resultats expérimentaux

Les profils des raies d'émission obtenues sur les spectres intégrés ont été reconstitués point par point. Les figures 4c et 4d montrent les profils des raies du Be I (2 348 Å) et de Be II (1 776 Å). Chaque profil d'une raie correspond à un instant compté à partir du sommet de l'impulsion laser. L'oscillogramme de la figure 4a (1) montre les deux traces relatives à l'impulsion laser et au signal recueilli sur la fente de sortie du monochromateur lorsque le réseau est positionné sur la longueur d'onde $\lambda_m = 1.776$ Å qui correspond au maximum d'intensité de la raie. Le décalage temporel entre les deux maxima d'émission n'est qu'apparent $\frac{22}{...}$ Compte tenu du chemin optique dans le monochromateur (15 ns) et du retard des détecteurs utilisés (75 ns) ces deux maxima coïncident dans la réalité à + 5 ns près.

Interprétation V-3-2.

a) Détermination de la densité électronique

Comme on pouvait le prévoir, l'ion Be II apparaît plus vite et disparaît plus tôt que l'ion Be I. D'autre part, pour les raies étudiées, leur largeur à mi-hauteur ne varie pas d'une manière sensible au cours du temps, ce qui semble indiquer une valeur quasi constante pour la densité électronique. En effet, si l'on ne tenait compte que de l'élargissement par effet Stark /23/, on trouverait :

en adoptant un $\delta\lambda$ moyen de 3 Å pour la raie Be I de 2 348 Å. Etant donné que nous n'avons pas effectué de résolution spatiale et que, pour des largeurs de raie de cet ordre, les processus d'élargissement s'ajoutent, l'interprétation demeure difficile et la valeur calculée de la densité n'est qu'une valeur très approximative.

Il est possible de calculer la température électronique à partir des temps d'appari-

tion des raies spectrales appartenant à plusieurs états d'ionisation d'un élément. Dans notre cas, cette méthode est apparue très imprécise en raison de la connaissance approximative des sections efficaces entrant dans le calcul. D'autre part, la méthode des intensités relatives a été appliquée sans succès : on connaît la difficulté d'application de la méthode et, pour les transitions de béryllium, les probabilités de transition et les forces d'oscillateur sont mal connues.

V-4- Conclusion

On aurait pu espérer une mesure approchée de la température électronique, à partir du continuum, qu'il corresponde à des transitions libre-libre ou libre-liés /24/. On sait que la longueur d'onde correspondant à l'intensité maximum du fond continue varie comme :

La détection des espèces ioniques émises par le plasma et la mesure de leur éner-

gie cinétique ont été réalisées au moyen d'un analyseur électrostatique. Une microsonde de ROGOWSKY nous a permis de montrer que le plasma n'est pas spatialement neutre et de mesurer sa vitesse de déplacement.

12

Ne = 2,1. 10^{19} e/cm^3 (11)

b) Détermination de la température

(12)
$$\lambda_{\max}(\hat{A}) = \frac{6200}{t_e(eV)}$$

G.L. WEISSLER (21/ de cette manière et à l'aide d'un laser de 11 MW a trouvé une température électronique de 35 eV en repérant la longueur d'onde maximum du continuum émis par un plasma de béryllium ($\lambda = 175 \text{ Å}$).

VI - DETECTION DES PARTICULES CHARGEES

VI-1 Principe de l'analyseur électrostatique et de la microsonde de ROGOWSKY

VI-1-1. Analyseur électrostatique

Sur la figure 1b nous avons schématisé l'analyseur et sa position par rapport à la cible. Cet analyseur ayant été décrit par ailleurs $\lfloor 10/$, $\lfloor 12/$, nous en rappellerons seulement le principe. Lorsqu'une différence de potentiel + V et - V est appliquée respectivement à chacune des plaques de déflexion, les ions de masse M, de charge Ze et de vitesse v, décrivent la trajectoire médiane de rayon Ro lorsque l'équilibre est réalisé entre la force centrifuge $\frac{M v^2}{Ro}$ et la force électrostatique Z.E. $\frac{2V}{d}$ existant entre les deux plaques distantes d'une longueur d. Sur la trajectoire d'équilibre :

(13)
$$\frac{M v^2}{Ro} = Z.e. \frac{2V}{d}$$

 $W = \frac{1}{2} Mv^2$ étant l'énergie cinétique de l'ion, la relation (13) donne :

(14)
$$\frac{2W}{Ro} = Z.e \frac{2V}{d}$$

soit :

(15)
$$\frac{W}{Z} = \frac{R_o}{d} \quad V \quad (W - en \ eV) \\ (V - en \ volt)$$

Seuls les ions d'énergie cinétique W donnée par la relation (15) franchiront la fente de sortie et seront détectés. Tel est le principe de la séparation en énergie des ions. En fait, comme les fentes d'entrée et de sortie de l'analyseur ont une largeur non nulle F_{s}^{e} et F_{s} tous les ions ayant une énergie comprise entre W + $\frac{\Delta W}{2}$ et W - $\frac{\Delta W}{2}$ avec :

(16)
$$\frac{W}{\Delta W} \simeq \frac{R_o}{2[G, F_e + F_s]}$$
 G = 1,6 grandissement de l'analyseur.

seront détectés. D'autre part, la séparation de chaque espèce ionique est réalisée par temps de vol car l'analyseur constitue lui-même une base de temps de vol de longueur L. Le temps de vol τ d'un ion de masse M et de charge Z est donné par :

(17)
$$\vec{\iota} = \frac{L}{v}$$
 avec :
(18) $v = \sqrt{\frac{2W}{M}}$

en prenant pour W la valeur tirée de la relation (15) il vient :

(19)
$$\mathcal{L} = \mathbf{L} \times \sqrt{\frac{\mathbf{M}}{\mathbf{Z}}} \times \frac{1}{\sqrt{\frac{2 \operatorname{Ro}}{\mathrm{d}}}} \cdot \mathbf{V}$$

Chaque espèce ionique de rapport $\frac{M}{Z}$ donné aura un temps de vol fixé par les caractéristiques de l'analyseur. Comme d'autre part nous utilisons une cible réalisée dans un matériau de " pureté spectroscopique" M est imposé ; à l'aide de la relation (19), nous pouvons déterminer la charge Z de l'ion détecté :

(20)
$$Z = \frac{M}{\frac{2 \text{ Ro}}{d} \text{ V}} \times \left(\frac{L}{\boldsymbol{\mathcal{L}}}\right)^2$$

En résumé, l'analyseur électrostatique nous permet de tracer le spectre en énergie $\frac{dN}{dW}$ = f (W) pour une espèce ionique donnée.

VI-1-2. Microsonde de ROGOWSKY

La microsonde est représentée figure 5a, son schéma et ses caractéristiques sont donnés figure 5b.

La microsonde de ROGOWSKY comporte $2 \ge 50$ spires enroulées autour d'un tore composé par un fil de poléthylène de 1 mm de diamètre.

Un tube métallique relié à la masse assure un blindage contre les parasites électromagnétiques tandis qu'un tube extérieur en verre isole l'enroulement des particules chargées émises par le plasma et constitue également une enceinte étanche au vide. L'enroulement est composé d'un premier bobinage torique de cinquante spires et d'un deuxième bobinage dit de retour, de cinquante spires également, qui fait office de boucle de compensation (élimination du champ électrostatique parasite induit). Vis-à-vis du courant induit par les charges du plasma, le sens d'enroulement des spires de ces deux bobinages est tel qu'ils sont en série (figure 5 b). Une spire de compensation extérieure est ajoutée à l'ensemble, mais son utilisation n'est pas avérée nécessaire dans nos expériences.

Lorsqu'un courant :

(21) I = S
$$[n_{+}v_{+} - n_{-}v_{-}]e$$
.

S = surface de la microsonde de rayon r_m. n₊, v₊ = densité et vitesse des particules positives n₋, v₋ = dentité et vitesse des particules négatives e = charge de l'électron.

traverse la section S de la microsonde, il crée à la distance r_{ms} (rayon moyen du tore) un champ magnétique :

(22)
$$B_{(r_m)} = \frac{\mu_{o I}}{2\pi r_m}$$
 (S.I.)

et le flux F traversant la section $s = \frac{1}{4} \frac{\Phi^2}{4}$ de l'enroulement torique de N spires est alors :

soit :

soit :

La tension recueillie aux bornes de l'enroulement est alors :

$$(25) \qquad V = - \frac{dF}{dt}$$

(26)
$$V = -\frac{N}{8} \mu_0 \frac{\Phi^2}{r_m} \cdot \frac{dI}{dt}$$

et, d'après la relation (21) comme S = $\Pi_{r_m}^2$

(23) F = N.s.B.

(24) $F = \frac{\mu_0}{8} - \frac{N \Phi^2 I}{r_m}$

(27)
$$V = \frac{\pi N}{8} \mu_0 r_m \times \Phi^2 e. \frac{d}{dt} [n_+ v_+ - n_- v_-]$$

On obtient ainsi un signal proportionnel à la dérivée du courant traversant la microsonde. Lorsqu'on désire déterminer la vitesse de déplacement de ces charges, le temps de transit propre à la microsonde intervient dans la mesure du temps d'apparition du signal. Il est donné par /25/:

(28)
$$\tau_{\rm S} = \sqrt{\rm LC}$$
 L et C self et capacité de la microsorde.

Nous obtenons en fonction des valeurs expérimentales de L et C :

(29)
$$\mathcal{U}_{\rm S} \simeq 3.10^{-9} {\rm s}$$

Ce temps de transit pourra être négligé vis-à-vis des temps mesurés qui sont égaux ou supérieurs à 200 ns.

Une autre grandeur importante de la sonde est sa fréquence de résonance F_0 : il faut que cette fréquence F_0 soit rejetée bien au-delà de la fréquence maximum F_m du signal que l'on désire observer. En général, on prend :

$$F_{0} \simeq 3 a 5 F_{m}$$

Expérimentalement :

(31)
$$F_{0} \simeq 53 \text{ MHz}$$

ce qui nous permet l'observation avec cette microsonde de signaux ayant une fréquence de 15 MHz environ.

VI-2 Spectre en énergie des ions

Figure 5d (1) nous représentons un oscillogramme montrant les divers pics ioniques détectés. Nous avons ainsi mis en évidence les ions donnés par le tableau ci-dessus :

Ions	M/Z	Potentiel d'ionisation (eV)
Be ⁺	9	9,28
Be ²⁺	4,5	18,12
Be ³⁺	3	153,1

Les spectres en énergie des ions émis par le plasma de béryllium ont fait l'objet de communications ultérieures $\lfloor 10/, \lfloor 12/.$ Nous avons tracé toutefois, figure 5c, les spectres des ions Be⁺ et Be²⁺ représentant la relation :

(32) $\frac{dN}{dW}$ = f (v) v = vitesse d'expansion cinétique des ions.

Nous remarquerons l'allure parabolique en coordonnées semi-logarithmiques de ces spectres, en prenant le maximum des spectres comme origine des vitesses :

$$(33) - v^2 \not \propto \log \quad \frac{dN}{dW}$$

(34)

soit :

$$\frac{dN}{dW} \propto e^{-v^2}$$

Nous obtenons ainsi une répartition gaussienne des ions Be^+ et Be^{2+} en fonction de leur énergie cinétique.

Nous n'avons pas tracé de spectre pour les ions Be^{3+} car ils sont en très petit nombre, d'ailleurs variable d'un tir à l'autre. Nous noterons que :

- 1°) Les énergies cinétiques correspondant au maximum des spectres sont respectivement de 500 et 1 000 eV pour les ions Be⁺ et Be²⁺, soit dans le rapport de leur charge. Ceci est le cas également pour des ions de carbone et de molybdène /10/, /12/.
- 2°) L'énergie maximum est identique et vaut -nviron 1 500 eV.

Pour les ions Be^+ nous obtenons une vitesse la plus probable de 10^7cm/s et une vitesse maximum de 1,8. 10^7 cm/s . De telles vitesses sont du même ordre de grandeur que les vitesses relevées avec la cinématographie ultra-rapide.

VI-3 Instant d'émission des ions

VI-3-1. Chaîne de chronométrie

Le schéma de la chaîne de chronométrie est donné figure 5e. Le but de l'expérience est la mesure du temps de vol τ_r d'ions de masse M et d'énergie cinétique W connues. Ce temps de vol τ_r est le temps s'écoulant entre l'instant où le faisceau laser frappe la cible et l'instant où les ions d'énergie W arrivent sur le multiplicateur d'électrons après avoir parcouru la distance L. Le temps de vol théorique τ_{th} est alors donné par (19); pour Z = 1 nous avons avec :

(35)
$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= 118,7 \text{ cm} \\ \mathbf{L} &= \frac{118,7 \text{ cm}}{\sqrt{W_{(eV)}}} \end{aligned}$$

En comparant ensuite τ_r et τ_{th} , nous en déduisons l'instant d'émission (t) des ions d'énergie W :

$$(36) t = \tau_r - \tau_{th}$$

Pour effectuer cette mesure un ensemble électronique amplifie, discrimine et mélange deux signaux provenant :

1°) d'une cellule photoélectrique qui capte une partie du faisceau laser,

2°) du multiplicateur d'électrons utilisé comme détecteur ionique.

A la sortie du mélangeur, nous avons deux signaux séparés d'un temps τ_m ; cet intervalle de temps est mesuré à l'aide d'un chronoscope constitué d'un oscilloscope ayant un double balayage en Z tel que la fin d'un des balayages est synchrone du début de l'autre. Nous pouvons mesurer ainsi des temps de plusieurs dizaines de microsecondes à 10 nasosecondes près.

Pour obtenir à partir du temps de vol mesuré τ_m le temps de vol réel τ_r , il faut ensuite tenir compte des retards ou des avances introduits par la chaîne de mesure.

VI-3-2. Dépouillement des mesures

Nous avons en fait :

(37)
$$\tau_r = \tau_m + \Delta \tau \text{ avec} \begin{pmatrix} \Delta \tau = \Delta \tau_D + \Delta \tau_i + \Delta \tau_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

18

 Δ Létant la somme des retards ou des avances introduits par le système de mesure et que nous avons représentés sur la figure 5f. Sur cette figure, nous avons porté l'évolution du signal laser (délivré par la cellule photoélectrique) et du signal ionique (délivré par le détecteur d'ions). Nous ferons les remarques suivantes :

1°) Δt_D est le temps de transit du détecteur d'ions. Ce temps a été mesuré en utilisant le signal délivré par le détecteur lui-même lorsque le rayonnement ultraviolet émis par le plasma arrive sur le convertisseur après s'être réfléchi sur les plaques de déflexion. Ce rayonnement étant synchrone de l'impulsion laser, comme nous l'avons vérifié lors d'expériences précédentes, l'intervalle de temps séparant l'arrivée de l'impulsion laser sur la cible et le signal délivré par le détecteur représente le temps de transit de celui-ci.

Nous avons trouvé :

$$\Delta l_{\rm D} = 48 \, \rm ns$$

- 2°) Les écarts Δl_i et Δl_{ρ} sont fonction des niveaux de discrimination v_i et v_{ℓ} et du temps de montée de l'impulsion ionique et de l'impulsion laser. L'impulsion laser relevée à l'aide de la cellule photoélectrique ayant une forme et une amplitude pratiquement constantes d'un tir à l'autre δl_{ρ} est lui-même constant et vaut :
 - $\Delta l_e = 22 \text{ ns}$ (39)

Par contre, l'impulsion ionique dépend de nombreux facteurs et n'est pas répétitive. De ce fait, nous avons à chaque mesure relevé la forme et l'amplitude de cette impulsion, ainsi que le niveau de discrimination v_i .

Finalement (figure 5f) nous avons :

(40) $\tau_r = \tau_m + \Delta \tau_i - 44 \text{ ns}$

et d'après (35) et (36) l'instant d'émission est donné par la relation :

(41)
$$t = -\frac{257,590}{\sqrt{W}(eV)} + z_m + \Delta z_i - 44$$

VI-3-3. Précision des mesures

D'après (36) nous avons :

(42)
$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{\Delta \tau_{\text{th}}}{\tau_{\text{th}}} + \frac{\Delta \tau_{\text{r}}}{\tau_{\text{r}}}$$

La relation (19) nous permet d'obtenir :

(43)
$$\frac{\Delta z_{\text{th}}}{\tau_{\text{th}}} = \frac{\Delta L}{L} + \frac{1}{2} \left[\frac{\Delta R_o}{R_o} + \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta V}{V} \right]$$

donc

avec

On constate que plus la vitesse de l'ion est faible et plus il est émis tôt. Les premiers ions sont émis 450 ns avant le sommet de l'impulsion laser. Or, nous l'avons vu précédemment, le plasma n'est visible qu'à partir de -60 ns. Une hypothèse que nous pouvons faire sur cet écart de temps est que les ions, qui arrivent avec une vitesse donnée au niveau de l'analyseur, n'ont pas eu cette vitesse pendant tout le trajet, mais ont pu être ralentis par un champ électrique de rappel. Ce champ électrique peut résulter soit de la charge d'espace au niveau de la cible, soit lors du refroidissement du plasma d'une modification des fonctions de distribution des vitesses qui entraîne un découplage ion-électron.

VI-4 Charges dans le plasma

avec, dans notre expérience :

(44)
$$\begin{pmatrix} \Delta L \\ L \\ - L \\ - L \\ - R_0 \\ - R_0$$

$$\frac{(45)}{\tau_{\rm th}} = 5.10^{-3}$$

D'après (40) nous avons :

(46)
$$\frac{\Delta \tau_{r}}{\tau_{r}} = \frac{\Delta \tau_{m}}{\tau_{m}} + \frac{\Delta (\Delta \tau_{i})}{\Delta \tau_{i}}$$

(47)
$$\begin{cases} \frac{\Delta \tilde{l}_{m}}{\tilde{l}_{m}} \simeq 10^{-3} \\ \frac{\Delta (\Delta \tilde{l}_{i})}{\Delta \tau_{i}} \simeq 5.10^{-2} \end{cases}$$

Nous obtenons ainsi :

(48)
$$\frac{\Delta t}{t} \simeq \frac{\Delta(\Delta z_i)}{\Delta z_i} \simeq 5.10^{-2}$$

VI-3-4. Résultats expérimentaux

Sur la figure 5d (2) nous avons un exemple d'oscillogrammes obtenus avec la chaîne de chronométrie. L'oscillogramme figuré est obtenu avec le chronoscope et représente le balayage en Z de ce dernier.

La figure 5g nous donne le temps de vol mesuré τ_m et calculé τ_{th} en fonction de l'énergie cinétique analysée W. Les temps de vol z_m sont mesurés du sommet de l'impulsion laser au sommet de l'impulsion ionique.

Le temps d'émission déduit de la relation (41) est représenté figure 5h. Les barres d'erreur correspondent aux valeurs obtenues sur trois relevés en moyenne ; l'imprécision introduite par la non répétitivité des mesures est nettement supérieure dans la plupart des cas à la précision de nos mesures déduite de la relation (48)

Sur la figure 5i nous avons reproduit deux oscillogrammes montrant le courant induit dans la microsonde placée à 5 mm, puis à 30 mm de la surface de la cible. Nous remarquerons :

1°) que le maximum du courant traversant la microsonde se produit lorsque le signal recueilli s'annule. Ceci est réalisé au temps + 200 et + 250 ns respectivement pour les distances 5 et 30 mm. A ces temps correspondent les vitesses moyennes

$$(\bar{v} = 2, 5, 10^6 \text{ cm/s} \text{ à } 5 \text{ mm})$$

 $(\bar{v} = 1, 2, 10^7 \text{ cm/s} \text{ à } 30 \text{ mm})$

L'écart entre ces vitesses, mesurées à deux distances de la cible, montre que l'hypothèse d'une vitesse de propagation uniforme est à exclure.

2°) qu'un étalonnage préalable nous permet de dire que le signal délivré par la microsonde résulte d'un courant électronique. L'origine exacte de ce courant reste encore à élucider.

VI-5 Conclusion

Si on compare les diverses vitesses relevées soit lors des mesures de l'expansion du front lumineux, soit lors de la détection des particules chargées, nous obtenons le tableau ci-dessous :

Mesure	Vitesse (cm/s)
Front lumineux	$v_{max} = 1,03.10^7$
Ions Be ⁺ Ions Be ²⁺	$ \vec{v} = 10^{7} \vec{v}_{max} = 1, 8, 10^{7} (\vec{v} = 1, 5, 10^{7} (\vec{v} = 1, 5, 10^{7}) $
Déplacement des charges du plasma	$\tilde{v}_{max} = 1, 8, 10^{4}$ $\tilde{v}_{max} = 1, 2, 10^{7}$
6 Provin a	$v_{max} = 1,5 \ge 1,6.10$

On constate que toutes ces vitesses sont comprises entre 10^7 et 1,8. 10^7 cm/s et correspondent à une énergie cinétique d'expansion comprise entre 450 et 1 500 eV.

D'autre part, l'existence d'un champ électrique dans le plasma paraît vraisemblable. Toutefois, sa mesure demeure difficile du fait des faibles dimensions de ce plasma.

VII - INTERFEROMETRIE

VII-1 Description de l'interféromètre

Le schéma général de l'interféromètre est indiqué sur la figure 6a. Cet ensemble se décompose en plusieurs éléments.

Elle est constituée par une partie du faisceau laser qui nous sert à créer le plasma. Pour cela, une lame semi transparente est introduite dans le faisceau et prélève 10 % de l'énergie de celui-ci, soit 8.10⁻² joules environ.

```
parallèles.
```

Les ondes parasites dûes à des réflexions multiples à l'intérieur de la lame ne transportent pas suffisamment d'énergie pour gêner les mesures.

VII-1-4 Le détecteur

sur)

L'utilisation d'un récepteur passif ayant un seuil de détection non négligeable impose une résolution temporelle inférieure ou égale à la durée de l'impulsion lumineuse, provenant du laser. Nous estimons que cette résolution est de l'ordre de 20 ns.

VII-2 Méthode de dépouillement

VII-2-1. Principe

VII-1-1. La source lumineuse

La largeur spectrale de la lumière émise étant de 5.10^{-2} Å ceci est suffisant pour que l'on puisse utiliser le laser comme source lumineuse de l'interféromètre choisi. Toutefois, afin d'obtenir une cohérence spatiale suffisante pour l'obtention de franges contrastées, nous réduisons la divergence du faisceau à l'aide d'un afocal dont les caractéristiques sont déterminées expérimentalement.

VII-1-2. Ligne à retard optique

Nous employons une ligne à retard optique de longueur variable, sur le faisceau de mesure, afin d'obtenir des interférogrammes à des instants différents.

Cette ligne à retard est constituée par deux miroirs que l'on éloigne plus ou moins l'un de l'autre selon le retard que l'on désire obtenir.

VII-1-3. Interféromètre

Nous avons choisi un interféromètre nécessitant peu de réglages en vue d'accroître sa fiabilité. C'est un interféromètre à dédoublement constitué par une lame unique à faces

Une onde incidente Σ_{α} (voir détail figure 6a) après déformation locale lors du passage à travers le plasma arrive sur la lame ; elle est réfléchie successivement par la face 1 en donnant naissance à l'onde Σ_1 , puis par la face 2, ce qui fournit une deuxième surface d'onde Σ_2 identique à Σ_1 mais décalée latéralement et en profondeur. L'interférence entre ces deux surfaces d'onde Σ_1 et Σ_2 donne un système de franges perturbées localement par le plasma.

Nous avons choisi comme récepteur le polarold infra-rouge qui est 10³ fois plus sensible que le polarold 3 000 A S A pour la longueur d'onde utilisée soit λ_{o} = 6 943 Å . Le flux lumineux émis par le plasma est éliminé par l'usage d'un filtre interférentiel centré

Par l'adjonction d'une lentille divergente, nous avons transformé la surface d'onde plane du laser en une surface d'onde sphérique. Les deux surfaces d'onde \sum_{1} et \sum_{2} seront alors deux sphères de rayons R comme le montre le schéma ci-dessous :

R R (Σ₁) (Σ_2)

Nous avons représenté les deux surfaces d'onde (\sum_1) et \sum_2 ainsi que les déformations produites par le plasma en pointillé. La lame à faces parallèles introduit :

- 1°) Un déplacement latéral représenté par H = OO' qui est fonction de l'épaisseur de la lame et de son inclinaison par rapport au faisceau incident. Dans notre expérience, H = 0.89 mm.
- Un décalage en profondeur δ_0 . 2°)

5.

La variation δ (x) de chemin optique dûe à la lame et au plasma est alors donnée par :

$$(49) \quad \delta(\mathbf{x}) = \overline{DE} = \overline{AE} - \overline{AD} \qquad \mathbf{x} = \overline{OA}$$

avec
$$(50) \quad \overline{AE} = \overline{AC} + \overline{CE}$$

et
$$(51) \quad \overline{AC} = \delta_{0} + \frac{(\overline{O'A})^{2}}{2R} = \delta_{0} + \frac{(\mathbf{x} - \mathbf{H})^{2}}{2R}$$

car
$$(52) \quad \overline{O'A} = \mathbf{x} - \mathbf{H}$$

$$(53) \quad \overline{CE} = f(\mathbf{x} - \mathbf{H})$$

ou f (x), variation de chemin optique introduite par le plasma, est la grandeur que l'on désire connaître.

22

X ou L

et

avec

en p

plasma.

Nous constatons que cette équation est linéaire en x donc, en l'absence de plasma, nous obtiendrons un système de franges rectilignes et équidistantes. Le plasma viendra perturber localement ces frances comme le montre les deux interférogrammes de la figure 6b. Nous avons remarqué au cours de l'expérience que les franges ne sont plus déformées si $x \rightarrow$ - H. Ce qui entraîne :

Pour un instant de mesure donné, par exemple + 20 ns, nous avons mesuré en fonction de la distance longitudinale L relevée normalement à la surface de la cible, la variation de chemin optique δ (L) exprimée en λ (figure 6c) (λ = 6943 Å). Nous constatons que loin de la cible, δ (L) est linéaire, ce qui traduit l'absence de perturbation des surfaces d'onde alors qu'au voisinage de la cible l'influence du plasma se fait sentir. (Nous remplaçons X par L déjà utilisé au paragraphe IV). D'après (57) nous en déduisons par différence la valeur H (x) = f (x) - f (x - H) de la figure 6d. Pour passer de H (x) à f (x) il faut connaître la valeur de f (x) pour x = 0. D'après les renseignements cinématographiques, nous avons pris (f (x) = O pour x = 4 mm.

Nous avons alors, d'après (50), (51) et 53

(54)
$$\overline{AE} = \delta_0 + f(x - H) + \frac{(x - H)^2}{2R}$$

(55) $\overline{AD} = \overline{AB} + \overline{BD} = \frac{x^2}{2R} + f(x)$

Donc, d'après (49), (54) et (55) =

(56)
$$\delta(x) = \delta_0 + f(x - H) + \frac{(x - H)^2}{2R} - \frac{x^2}{2R} - f(x)$$

et tous calculs faits :

(57)
$$\delta(x) = \Delta - [f(x) - f(x - H)]$$

(58)
$$\Delta = \delta_0 + \frac{H^2}{2R} - \frac{xH}{R} = \Delta_0 - \frac{xH}{R}$$
posant $\Delta_0 = \delta_0 + \frac{H^2}{2R}$.

Nous voyons que dans la variation de chemin optique δ (x) mesurée apparaissent deux termes, l'un A_0 dû à l'interféromètre lui-même et l'autre dû à la présence du

En l'absence du plasma $f(x) \stackrel{=}{-} O$ et alors d'après (57) et (58) :

(59)
$$\delta$$
 (x) = $\Delta_{o} - \frac{xH}{R} + \frac{H^2}{2R}$

$$f(x - H) = f(x) + \xi$$

 ξ étant égal à la plus petite valeur de δ observable c'est-à-dire $\frac{\lambda}{10}$.

VII-2-2. Méthode de dépouillement

En partant de cette valeur de f (x) et en se décalant chaque fois d'une quantité H





Figure 2b Cratère obtenu sur une cible en béryllium



Figure 2c Tache focale de l'objectif

nous pouvons passer de H (x) donnée sur la figure 6d à la valeur de f(x) donnée sur la figure 6e.

Les barres d'erreur que nous avons indiquées correspondent, d'une part à la précision sur le pointé des franges, d'autre part aux conditions aux limites différentes. Si, comme nous l'avons déjà noté /17/, la frontière réelle du plasma se confond avec celle déterminée par le front lumineux, nous avons voulu tenir compte des variations de densité qu'entrainent deux conditions aux limites extrêmes :

- 1°) f(x) = 0 pour x = H = 0,89 mm; ceci nous donne une limite très inférieure à la densité.
- 2°) f(x) = O pour x = 20 mm au temps + 20 ns ; çeci correspondrait à une vitesse d'expansion de 4,10⁷ cm/s vitesse nettement supérieure à toutes celles que nous avons relevées. Nous avons ainsi une limite très supérieure de la densité.

On constate que malgré ces valeurs extrêmes choisies f(x) ne varie pas beaucoup par rapport aux valeurs déterminées en supposant que la limite du plasma correspond à celle déterminée par la cinématographie. Même avec cette h, pothèse, la valeur de f(x)et, partant, de la densité, n'en est pas moins connue avec une bonne précision.

VII-3 Résultats

VII-3-1. Détermination de la densité

La variation de chemin optique due au plasma est égale à :

(60)
$$f(x) = dn, \ell$$
.

dn = variation de l'indice de réfraction du plasma l = dimension transversale du plasma (selon un axe perpendiculaire au

Nous avons déterminé la dimension transversale du plasma ℓ à l'aide des relevés cinématographiques précédemment décrits. D'autre part, les résultats interférométriques de BRUCE et ses collaborateurs /27/ montrent que la densité mesurée selon un axe perpendiculaire u faisceau laser est uniforme dans le plasma. Le choix de ℓ comme épaisseur du plasma traversé par le faisceau microsonde de l'interféromètre est donc justifié et nous permet d'obtenir la variation d'indice (figure 6f).

Dans un plasma contenant des atomes neutres ou excités, des ions et des électrons, la variation de l'indice de réfraction est donnée par /28/ :

(61) $dn = 2 \overline{\eta} \cdot N_m \cdot \alpha_m + 2 \overline{\eta}_i^{\Gamma} N_i \alpha_i - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega F}{\omega}\right)^2$

avec :

D'après (62) et (63) nous en déduisons, connaissant la variation d'indice, la densité électronique d'après la relation :

La variation spatiale de la densité électronique à l'instant + 20 ns est portée figure 6g où nous avon également tracé la décroissance de la densité à l'instant + 40 ns.

VII-3-2. Chronologie

Lorsqu'on porte la longueur de la ligne à retard optique à 10 m (retard de 33 ns), l'absorption de l'onde laser par le plasma ayant cessé, l'instant de prise de vue correspond effectivement au retard total c'est-à-dire à + 40 ns environ.

VII-4 Remarques

Les mesures interférométriques effectuées sur le plasma de béryllium, quoique ayant une résolution temporelle insuffisante nous permettent de constater que :

24

N_m, N_i : densités atomiques et ioniques polarisabilité des atomes par unité de volume $\propto m$: polarisabilité des atomes excités et des ions par unité de volume. χi pulsation de l'onde laser = $2.73.10^{15} \text{s}^{-1}$ w

(62)
$$w_{\rm p} = \frac{4 \pi C^2 e^2}{m_e} N_e$$
 = fréquence plasma de densité électronique N_e .

e et m = charge et masse de l'électron

En réalité, la contribution électronique est de beaucoup la plus importante et nous pouvons négliger les termes dûs aux atomes et aux ions :

(63)
$$\operatorname{dn} \cong -\frac{1}{2} \left(\frac{w_p}{w} \right)^2$$

(64)

$$N_{e} \cong 5.10^{21} \text{ x dn.}$$

(e/cm³)

L'interféromètre, sans la ligne à retard optique, introduit par lui-même un retard de 9 ns. Nous verrons dans une deuxième partie que le faisceau laser est absorbé par le plasma jusqu'à l'instant correspondant au sommet de l'impulsion. Il s'ensuit donc que la plaque photographique utilisée comme détecteur étant sensible à l'énergie moyenne incidente, la première mesure ne peut être prise qu'à l'instant + 20 ns. La durée de la prise de vue étant toujours de l'ordre de 20 ns.

1°) La densité est maximum au voisinage de la cible puisque à 0,3 mm de celle-ci elle est de 2,3.10¹⁸ e/cm³ à l'instant + 20 ns et de 5,5.10¹⁷ e/cm³ à + 40 ns.

2°) La résolution insuffisante de notre appareillage peut être mise en évidence par une erreur sur la localisation des franges. Si on admet /30/ que la vitesse en chaque point du plasma suit la loi :

 $v_r^{(t)} = v_R^{(t)} \times \frac{r}{R(t)}$ $\begin{pmatrix} r \leq R \\ R(t) = rayon du front du plasma \end{pmatrix}$

Nous obtenons une imprécision pendant les 20 ns qui constituent la résolution de notre appareillage de :

$$\Delta_{(r)}^{x(t)} = 2.10^{-8} \times v_r(t)$$

que nous avons notée sur la figure 6g.

Nous remarquerons que les barres d'erreur sont assez importantes et nous interdisent d'obtenir avec exactitude la forme de décroissance de la densité.

VIII - CONCLUSION

L'utilisation de plusieurs diagnostics ayant tous en commun une résolution temporelle suffisante pour suivre, pendant la durée de l'impulsion laser, l'évolution d'un même plasma produit dans des conditions identiques par le même laser, nous a permis de distinguer trois périodes dans son évolution.

1°) Première phase

Apparition du plasma composé de quelques 10^{16} particules à partir de - 60 ns et expansion à vitesse constante (10^6 cm/s) jusqu'à - 30 ns : c'est la phase de création du plasma.

2°) Deuxième phase

A partir de - 30 ns évolution rapide de la vitesse d'expansion du plasma qui est alors uniformément accéléré jusqu'à + 5 ns instant où sa vitesse atteint 10^7 cm/s : c'est la phase de chauffage du plasma.

3°) Troisième phase

Le refroidissement du plasma commence à partir de + 5 ns environ et la vitesse d'expansion reste ensuite constante et égale à 10^7 cm/s : c'est la phase de refroidissement marquée par l'apparition des raies de recombinaison des atomes ionisés à + 70 ns et des atomes excités à + 120 ns. Cette phase dure plusieurs centaines de nanosecondes puisque ces raies sont encore visibles respectivement après + 470 ns et + 740 ns.

D'autre part, dès le début de son expansion, le plasma émet des ions béryllium jusqu'à trois fois ionisés (potentiel d'ionisation 153 eV) dont l'énergie cinétique maximum est de 1 500 eV. Enfin, la non uniformité de la densité électronique du plasma selon l'axe du faisceau laser a été mise en évidence. Cette densité décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la cible et à 0,3 mm de celle-ci elle vaut 2,3. 10^{18} e/cm³ à + 20 ns et 5,5. 10^{17} e/cm³ à + 40 ns.

L'existence de ces trois phases conduit à la remarque suivante : la plupart des diagnostics que nous venons de présenter sont tels qu'ils étudient surtout la troisième phase, c'est-à-dire le refroidissement du plasma. C'est la phase la moins intéressante en ce qui concerne l'étude du plasma dense. Aussi, dès maintenant, nous développons des diagnostics capables de nous permettre d'étudier la deuxième phase : mesure du coefficient de transmission optique du plasma, interférométrie résolue dans le temps pour de très hautes densités, détermination des caractéristiques du plasma par rayons X. En ce qui concerne la première phase, et notamment l'étude du mécanisme d'ionisation du plasma, les diagnostics à mettre en œuvre semblent beaucoup plus délicats, en outre, une étude théorique préalable est nécessaire

Manuscrit reçu le 27 juin 1967

, 1 , • .

IX - BIBLIOGRAPHIE

- [1] BASOV (N.G.), KROKHIN (O.N.) "The conditions of plasma heating by the optical generator radiation" - Comptes rendus de la 3ème Conférence Internationale d'Electronique Quantique - (éd. DUNOD) - Paris, tome 2, 1964, pp. 1373-1377.
- [2] LINLOR (W.I.) "Absorption of laser light by plasma"" American Physical Society -Spring Meeting Washington D. C. April 27-30, 1964.
- LINLOR (W.I.) "Some properties of plasma produced by laser giant pulse" Physical Review Letter - Vol. 12, nº 14, 6 april 1964, pp. 383-385.
- [4] VEYRIE (P.), DURAND (Y.), FLOUX (F.), TONON (G.) rapport interne non diffusé.
- OPOWER (H.), BURLEFINGER (E.) "Temperature determination of plasmas produced by giant laser pulses" - Physics Letters, Vol. 16, n° 1, 1 may 1965, pp. 37-38.
- [6] CONSOLI (T.), GORMEZANO (C.), SLAMA (L.) "Mesures des caractéristiques d'une bouffée de plasma métallique" - C.R.A.S. Tome 261, n° 1, 5 juillet 1965, pp. 86-89.
- [7] HAUGT (A.F.), POLK (D.H.) "Plasmas for thermonuclear research produced by laser beam irradiation of single solid particles" - Conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research. CULHAM U.K. - CN 21/110, september 1965.
- /8/ DUCAUZE (A.), TONON (G.), VEYRIE (P.) "Etude de l'énergie des ions émis par une cible métallique frappée par le faisceau d'un laser" - C.R.A.S., tome 261, 15 novembre 1965, pp. 4039-4041.
- /9, NELSON (P.) "Plasmas créés par un laser" Journal de Physique Tome 26, aoûtseptembre 1965, pp. 476-482.
- [10/ TONON (G.) "Spectres de l'énergie des ions émis par le Be, C, Mo sous l'action du faisceau d'un laser" - C.R.A.S. Tome 262, 7 mars 1966, pp. 706-709.
- [11] SUCOV (E.W.), PACK (J.L.), PHELPS (A.V.), ENGEL HARDT (A.G.) "fligh temperature plasmas by laser heating" - Research Report 66-1EO - PLASL - R2, 6 april 1966 -
- [12] LANGER (P.), TONON (G.), FLOUX (F.), DUCAUZE (A.) "Laser induced emission of electrons, ions and X-rays from solid targets". IEEE, Journal of Quantum Electronics. Vol QE, n° 9, september 1966, pp. 499-506.
- [13] MACE (P.N.) "Design and use of a high power for plasma generation studies" Los Alamos Scientific Laboratory, LA 3369, UC 34, Physics, TID 4500.
- /14/ VOGEL (K.), BACKLUND (P.) "Application of electron and optical microscopy in studying laser, irradied metal surfaces" - Journal of Applied Physics. Vol. 36, nº 12, décember 1965, pp. 3697-3701.

29

- /15/ DURAND (Y.), LANGER (P.), MORIGNOT (D.), TONON (G.) rapport interne non diffusé.
- /16/ WEICHEL (H.), AVIZONIS (P.V.) "Expansion rates of the luminous front of a laser produced plasma" - Applied Physics Letters. Vol. 9, n° 9, 1 november 1966, pp. 334-337.
- /17/ AFANASYEV (Yu, V.), KROKHIN (O.N.), SKLIZKOV (G.V.) "Evaporation and heating of a substance due to laser radiation" - IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. Q2, n° 9, september 1966, pp. 483-486.
- [18] DURAND (Y.), VEYRIE (P.) "Etude spectroscopique d'un plasma d'hélium créé par le faisceau d'un laser". C.R.A.S. Tome 262, série B, 9 mai 1966, pp. 1283-1286.
- /19/ BOBIN (J.L.), DURAND (Y.), LOICHOT (R.), VEYRIE (P.) Etude d'une décharge électrique dans l'hydrogène et le deutérium'' - Journal de Physique - Tome 26, avril 1965, P. 180.
- (20) MOORE (Ch. E.) Atomic Energy Levels Vol. 1, N.B.S. 467-1949.
- [21] EHLER (A.W.), WEISSLER (G.L.) "Vacuum U.V. Radiation from plasmas formed by a laser on metal surfaces" - Applied Physics Letters - Vol. 8, nº 4, february 1966, pp.89-91
- [22/ DURAND (Y.), VEYRIE (P.) "Etude spectroscopique d'un plasma d'hélium créé par le faisceau d'un laser. Mesure de la densité et de la température électroniques" - Rapport interne.
- /23/ GRIEM (H.R.) Plasma spectroscopy Mc Graw Hill Book Company (Ed.) 1964, p. 507
- [24/ IRONS (F.E.), SAUNDERS (P.A.H.) "Spectroscopic observations of carbon-hydrogen laser spark plasma" - Conference on U.V. and X-ray spectroscopy of laboratory and astrophysical plasmas. Culham Laboratory - Abingdon (Berkshire) 29 march - april 1966.
- [25] COOPER (J.) "On the high-frequency response of a ROGOWSKY coil" Plasma Physics Vol. 5, october 1963, pp. 285-289.
- [26/ DUCAUZE (A.), LANGER (P.) "Répartition des particules émises par focalisation d'un faisceau laser sur une cible solide" - C.R.A.S., série B, tome 262, 25 mai 1966, pp. 1398-1401.
- [27] GERARDO (J.B.), VERDEYREN (J.T.), GUSINOW (M.A.) "Theory of the laser interferometer and its use in plasma diagnostics" - Defense Documentation Center - Scientific Report nº 1. Grant nº DA - ARO - D31-124.G.582, Project 4832 - P - décember 1964.
- [28] BRUCE (C.W.), DEACON (J.), VONDERHAAR (D.F.) "Time and spatially resolved inverferometry on pulsed, laser, induced plasmas". Applied Physics Letters, Vol. 9, n° 4, august 1966, pp. 164-166.
- [29] DAVID (C.), AVIZONIS (P.V.), WEICHEL (H.), BRUCE (C.), PYATT (K.D.) Density and temperature of a laser induced plasma" - IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE2, n° 9, september 1966, pp. 493-499.



Figure 1a Photographie de l'ensemble expérimental



Figure 1b Schéma de l'expérience







Figure 3a Evolution longitudinale du plasma de béryllium



Figure



Evolution transversale 2 ℓ du plasma de béryllium



I.





Figure 3e Mise en évidence de trois périodes au cours de l'expansion



Figure 3f Vitesse et accélération longitudinales du plasma de béryllium



Figure 3g Expansion latérale 2 ℓ du plasma de béryllium











Figure 3k Evolution du plasma de béryllium en fonction de l'énergie laser



Figure 3l Influence de l'énergie laser sur l'expansion longitudinale L du plasma



Figure 3m Conservation de la loi L (t) lorsque l'énergie laser varie







Figure 4a (1) Oscillogramme obtenu lors de la résolution temporelle d'une raie (2) Spectrographe dans l'ultraviolet



Figure 4b Densitogramme d'un spectre obtenu sur plaque photographique











Figure 5c Spectre des ions béryllium



Figure 5d (1) Espèces ioniques détectées par l'analyseur électrostatique (2) Mesure du temps de vol des ions Be^+ à l'aide d'un oscilloscope à balayage en Z.

τ







Figure 5f Evolution des signaux dans la chaîne de chronométrie









Figure 5i Oscillogrammes obtenus avec la sonde de ROGOWSKY



Figure 6a Schéma de l'interféromètre



+ 20 ns

Figure 6b Interférogrammes



1 I







Figure 6g Variation spatiale et temporelle de la densité du plasma

#